PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1938 — Redaktionsschluß für Nr. 21 am 15. Oktober 1938 — 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Jaeger u. H. Stubbe, Strahlenschutzmessungen in medizinischen und technischen Röntgenbetrieben unter Berücksichtigung der Keimschädigungsgefahr. S. 671.

F. Ehrenhaft, Die Entwicklung und die Fortschritte in der Frage der Größen- und Ladungsbestimmung von Einzelteilchen. S. 673.

K. Alexopoulos u. S. Peristerakis, Streuung von Röntgenstrahlen an Beryllium unter kleinen Winkeln. S. 688.

P. Girard u. P. Abadie, Die Rotation der Dipole in Lösungen. S. 691.

Besprechungen:

Allbuch in vier Bänden. Bd. III L–R, Bd. IV S–Z. S. 692.

R. Seeliger, Angewandte Atomphysik. Eine Einführung in die theoretischen Grundlagen. S. 693.

Grimsehl-Tomaschek, Lehrbuch der Physik, Bd. II$_2$. S. 694.

Nachrichten. S. 694.

ABHANDLUNGEN

Strahlenschutzmessungen in medizinischen und technischen Röntgenbetrieben unter Berücksichtigung der Keimschädigungsgefahr[1])

Von R. Jaeger und H. Stubbe

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Biologie

Die Ergebnisse der zahlreichen Untersuchungen, die im Anschluß an die Arbeiten von H. J. Muller[2]) über die Beeinflussung der Mutationsrate bei der Taufliege (Drosophila melanogaster) ausgeführt wurden, berechtigen dazu, von einer allgemein gültigen mutationsauslösenden Wirkung kurzwelliger Strahlen zu sprechen. Da im Gegensatz zu den physiologischen Wirkungen von Röntgen- und Radiumstrahlen deren mutationsauslösende Wirkung in irreversiblen Veränderungen besteht, die nicht abklingen und sich auch in kleinsten Dosen summieren im Sinne einer linearen Beziehung zwischen Strahlenquantität und Zahl der Veränderungen, so ist bei dem mit kurzwelligen Strahlen arbeitenden Teil der Bevölkerung die Gefahr einer Keimschädigung nicht mehr zu leugnen.

Um eine eindeutige Auskunft über die Größe dieser ernst zu nehmenden Gefahr in gewerblichen und medizinischen Röntgenbetrieben zu erhalten, müssen Strahlenmessungen direkt am arbeitenden Menschen in ausreichendem Umfange und nach einer zuverlässigen Methode durchgeführt werden. Als solche wurde die Kondensatorkammermethode gewählt, die von Sievert (Stockholm) ausgearbeitet worden ist. Sievert benutzte Kammern aus Elektron, die eine erhebliche Wellenlängenabhängigkeit aufweisen. Da für die Frage des Schutzes gegen Keimschädigungen jedoch eine größere Genauigkeit erwünscht ist, mußten wellenlängenunabhängige Kammern benutzt werden. Diese Eigenschaft besitzen in genügendem Maße die Kammern nach K. G. Zimmer, die von den Physikalisch-Technischen Werkstätten in Freiburg i. Br. hergestellt werden.

In Abb. 1 ist die Eichkonstante der Kammern als Spannungsverlust in Volt je Röntgen in Abhängigkeit von der Härte der Strahlung (Halbwertschicht in Millimeter Kupfer) aufgetragen. Der Abfall der Kurve zu weichen Strahlen bedeutet, daß für einen bestimmten Spannungsverlust mehr Röntgen erforderlich sind als bei harten Röntgenstrahlen, die Kammer also unempfindlicher wird. In all den Fällen, in denen im Laufe des Untersuchungstages mit verschiedenen Strahlenqualitäten gearbeitet wurde, legten wir für die Auswertung der Messungen die weichste Strahlung zugrunde, die auf der Abb. 1 etwa 0,02 mm *Cu* oder rund 1,2 mm *Al* Halbwertschicht entspricht (50 kV ohne Filter). Dann erhielten wir für den Strahlenschutz höchstens zu ungünstige Werte.

[1]) Nachstehende Mitteilung bildet den Inhalt eines Vortrages auf der 29. Tagung der Deutschen Röntgen-Gesellschaft in München (4. bis 7. Juli 1938). Die biologischen Zusammenhänge werden an anderer Stelle auseinandergesetzt. Die Arbeit wurde mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft ausgeführt.

[2]) H. J. Muller, Verhandl. V. Internat. Kongr. f. Vererbung Berlin **1**, 234–260, 1927; Science **66**, 84–87, 1927; Proc. Nat. Acad. Sci. **14**, 714–726, 1928.

Die Kammern wurden vor den Messungen in einem Exsikkator mit Trockensubstanz mehrere Tage in aufgeladenem Zustande aufbewahrt und sodann durch mehrmaliges Entladen und Aufladen am Elektrometer geprüft. Ein großer Teil der Kammern wies dann eine so gute Isolation auf, daß innerhalb 14 Tagen bis 3 Wochen ein Ladungsverlust von nur wenigen Prozenten eintrat und die Kammern zu auswärtigen Messungen mit der Post versandt werden konnten. Damit standen diese Kammern den von Sievert konstruierten in bezug auf ihre vorzügliche Isolation in keiner Weise nach.

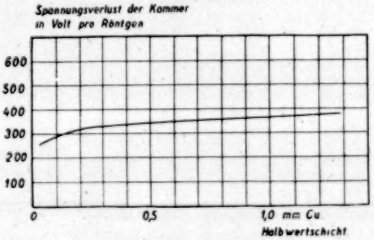


Abb. 1. Mittlere Eichkurve von 25 Kondensatorkammern.

Die benutzten Kammern sind außerdem praktisch unzerbrechlich. Da sie von Arbeitern getragen werden mußten, die die Kammern mechanisch stark beanspruchten, erwies sich diese Eigenschaft als sehr vorteilhaft. Um eine größere Kapazität und damit größere Elektrizitätsmengen zu erzielen, wurden keine kugelförmigen, sondern zylindrische Kammern gewählt. Abb. 2 zeigt im Röntgenbild den Aufbau einer solchen Kammer. Auf Abb. 3 ist der Spannungsverlust für eine bestimmte Dosisleistung bei verschiedenen Durchstrahlungsrichtungen für 50 kV Röhrenspannung (ohne Filter) und einer Halbwertschicht von 1,2 mm *Al* in Polarkoordinaten aufgetragen. Wie man sieht, ist die Richtungsunabhängigkeit trotz der zylindrischen Form vollkommen. Daß die Kammer bei den verschiedenen Durchstrahlungsrichtungen in dem auf Abb. 3 angegebenen Sinne keine Unterschiede zeigt, erklärt sich daraus, daß das wirksame Kammervolumen bei voller Bestrahlung das gleiche bleibt.

Die von uns untersuchten Röntgenbetriebe umfaßten folgende Arten:

Diagnostische Institute,
Therapeutische Institute,
Lehrbetriebe,
Prüfungsämter,
Röntgenpumpräume in Fabriken,
Laboratorien für Materialuntersuchungen.

Wir haben zunächst an drei gewerblichen und drei medizinischen Röntgenbetrieben Messungen über je 20 Arbeitstage ausgeführt, außerdem noch an einer Anzahl anderer Betriebe mit einer geringeren Zahl von Arbeitstagen, da die Gleichmäßigkeit der Zahlen ausreichend war. Jede Versuchsperson war mit je zwei Kammern am Hals, den beiden Handgelenken und am Leib

Abb. 2. Röntgenbild einer Kondensatorkammer mit Verschlußkappe.

ausgerüstet. Im ganzen wurden rund 1500 Einzelmessungen vorgenommen[1]). Bei den Messungen in diesen sechs Betrieben sowie den anderen, die mit einem ausreichenden Strahlenschutz gemäß den deutschen Normenvorschriften versehen waren, ergab sich, daß die Tagesdosis

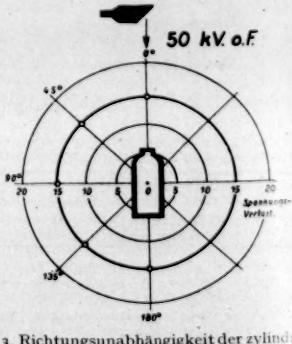


Abb. 3. Richtungsunabhängigkeit der zylindrischen Kondensatorkammer. ○ Meßpunkte.

1) Die Durchführung einer so großen Zahl von Messungen wurde uns durch die Hilfe der Technischen Assistentin Annaliese Scheer ermöglicht.

rund eine Zehnerpotenz tiefer lag als die Tagestoleranzdosis von 0,25 Röntgen[1]). Je nachdem, ob man den Anteil des *X*-Chromosoms an dem Gesamtgenom zu einem Fünftel oder einem Sechstel ansetzt[2]), ergibt die Berechnung der durch Röntgenstrahlung erzeugten Mutationsrate, daß durch eine Bestrahlung mit 100 Röntgen die spontane Mutationsrate der Drosophila melanogaster praktisch verdoppelt bis verdreifacht wird. Abgesehen von der Frage, ob man berechtigt ist, diese Berechnung auf den Menschen zu übertragen oder nicht, zeigt eine Überschlagsrechnung, daß sich unter Zugrundelegung der bisherigen Toleranzdosis von 0,25 Röntgen pro Tag und einer jährlichen Zahl von nur 200 Arbeitstagen nach zwei Jahren schon 100 Röntgen ergeben. Nach einer 15-jährigen Tätigkeit mit Röntgen- oder Radiumstrahlen wäre die Zahl auf 750 Röntgen angestiegen. Diese hohe Dosis birgt nach unseren heutigen Kenntnissen zweifellos eine Gefahr in sich. Andererseits aber haben unsere Messungen ergeben, daß bei Einhalten der derzeitigen Strahlenschutzvorschriften auch in hochbeschäftigten Instituten und Fabriken die Dosiszahlen etwa um den zehnten Teil kleiner sind. Die Gefahr ist also unter den genannten Bedingungen wesentlich und vielleicht schon ausreichend herabgesetzt. Wenn man außerdem bedenkt, daß der genetische Schutz nur einen zusätzlichen Schutz der Generationsorgane erfordert, so können wir das Ergebnis unserer Strahlenschutzmessungen dahin zusammenfassen, daß der Einbau der Vorschriften für den Strahlenschutz zur Verhütung von Keimschädigungen in die jetzt bestehenden Vorschriften ohne einschneidende Maßnahmen für die augenblickliche Technik der Röntgendurchleuchtung und Röntgenbehandlung möglich sein müßte.

1) Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Befunden von G. Heise (Strahlenther. **53**, 574, 1935), der mit dem Küstnerschen Eichstandgerät und einer großen Kammer von 30 cm Durchmesser und 25 cm Länge in Schalträumen und in Nebenräumen medizinischer Röntgeninstitute keine oder eine weit unterhalb der Toleranzdosis liegende Dosis fand.

2) C. B. Bridges (1935) zählte in den Speicheldrüsen-Chromosomen die Anzahl der Banden des Genoms von Drosophila melanogaster und fand insgesamt 2650 Banden von denen auf das *X*-Chromosom 537, also rund ein Fünftel, entfallen. Andere Forscher haben den Anteil des *X*-Chromosoms am gesamten Genom mit einem Sechstel angenommen. Diese Zahlen werden auch in Zukunft noch geringen Schwankungen unterworfen sein. Die sich für die Berechnung der Mutationsrate hieraus ergebenden Differenzen spielen für die hier nur größenordnungsmäßig abzuschätzende Mutationsrate keine Rolle.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sprechen wir für die Unterstützung der Arbeit durch Bereitstellung von Mitteln unseren besten Dank aus.

Berlin-Charlottenburg, Juli 1938.

(Eingegangen 28. Juli 1938)

Die Entwicklung und die Fortschritte in der Frage der Größen- und Ladungsbestimmung von Einzelteilchen[1])

(Zur Frage des Elementarquantums der Elektrizität)

I. Teil: Bisherige Entwicklung
II. Teil: Neue Ergebnisse

Von Felix Ehrenhaft

1. Teil

Übersicht über die bisherige Entwicklung

§ 1. Der Verfasser hatte zunächst im Jahre 1909 den Mittelwert der Ladungen kleiner im Gase suspendierter Silberteilchen zu $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. bestimmt [157]. Er hat aber sodann den Standpunkt vertreten, daß man zur Bestimmung der Größe des sogenannten Elementarquantums der Elektrizität die Ladungen einzelner möglichst kleiner Kügelchen bestimmen müsse und sich nicht mit den verschiedenen Arten der bis dahin üblichen Mittelwertsbildungen begnügen dürfe. Er hat in der Folge an einzelnen submikroskopischen Kugeln Ladungen kleiner als die sogenannte Elektronenladung festgestellt. Immer und immer wieder wurden vom Verfasser und seiner Schule neue Versuche und neue Beweise für die Existenz dieser kleinen Ladungen vorgebracht, während von anderer Seite Gründe gesucht wurden, die Unterschreitungen der Elektronenladung als bloß scheinbare aufzufassen, so daß sich die Diskussion über diese Frage seit nahezu drei Jahrzehnten hinzieht. Es scheint daher angebracht, hierüber einen knappen, übersichtlichen Bericht zu geben und insbesondere im Anschluß daran die letzten Fortschritte zur Lösung dieser Frage darzulegen.

Die Diskrepanz zwischen den Resultaten des Verfassers und seiner Schule, die an Probekörpern (Pk.) unter $3 \cdot 10^{-5}$ cm Radius an allen Materialien kleinere Ladungen als die des Elektrons gemessen haben, und den Resultaten R. A. Millikans, der an größeren Öltröpfchen

1) Vgl. hierzu des Verfassers Vorträge über die Physik submikroskopischer Körper: Physik. Zeitschr. **11**, 940, 1910; **18**, 352, 1917; **21**, 675, 1920; **27**, 859, 1926; **31**, 478, 1930; **33**, 673, 1932.

bloß die Ladung $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. bzw. Multipla dieser Ladung feststellte, ließ den Tatbestand lange ganz unverständlich erscheinen.

Der Verfasser [1–17][1]) beobachtet bekanntlich die Steig- und Fallbewegung einzelner submikroskopischer Pk. in einem kleinen, horizontalen Plattenkondensator von 2–8 mm Plattendurchmesser. Die Pk. werden mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs (Apertur 0,3) beleuchtet und senkrecht dazu, also im Dunkelfeld, mikroskopisch beobachtet. Millikan [18–27] hingegen benützt einen Kondensator mit einem Plattendurchmesser von etwa 20 cm. Die geringe Apertur der beleuchtenden und vom Ölkügelchen in das zur Beobachtung verwendete Fernrohr zerstreuten Strahlen begrenzt daher die Größe der noch sichtbaren Objekte [28]. Geschieht dies schon durch die optische Einrichtung der Millikanschen Apparatur, so ist eine weitere Begrenzung durch die Auswahl der Substanzen gegeben. Der Verfasser verwendet hauptsächlich Körper höherer Dichte (z. B. Edelmetalle) mit großem optischem Reflexionsvermögen, die im Dunkelfeld bis zu einer Größe von $2 \cdot 10^{-6}$ cm Radius sichtbar gemacht werden können. Millikan verwendet Öltröpfchen, welche in dieser Größe – wenn sie überhaupt existieren – nicht mehr sichtbar gemacht werden können. Endlich verhält sich die Fallgeschwindigkeit einer gleich großen Ölkugel zu der einer Goldkugel etwa wie 1 : 20. Die Ehrenhaftsche Apparatur ist also vornehmlich für Pk. mit einem Radius von $3 \cdot 10^{-6}$ cm bis etwa $1 \cdot 10^{-4}$ cm eingerichtet, die Millikansche Apparatur für solche von etwa $4 \cdot 10^{-5}$ cm bis $1 \cdot 10^{-3}$ cm. Dementsprechend liegen die vom Verfasser und seiner Schule gemessenen Pk. vor allem unter $4 \cdot 10^{-5}$ cm, welche Größe ungefähr mit der der kleinsten Millikanschen Tröpfchen übereinstimmt.

Der Verfasser ging von vornherein auf die Messung kleiner Pk. an der Grenze der Sichtbarkeit aus, weil seiner Meinung nach – unter sonst gleichen Verhältnissen – die kleinsten Ladungen auf Körpern kleinster Kapazität zu erwarten sind. Überdies ist es unter den Versuchsbedingungen Millikans nicht möglich, große Körper mit einer Ladung von der Größe des erwarteten Elementarquantums zu messen, sondern nur solche, die ein hohes Vielfaches dieser Ladung tragen.

§ 2. Das Problem, das beide Autoren behandeln, ist die Bestimmung der Ladung e der im Gase suspendierten Kugel.

Coulomb definierte den Begriff der Ladung auf Grund der ponderomotorischen Kraft, welche zwei geladene Kugeln in bestimmter Entfernung aufeinander ausüben. Die Messung der Ladung eines kleinen Pk. im homogenen elektrischen Feld des Kondensators stellt aber die Bestimmung der auf eine kleine Kugel ausgeübten ponderomotorischen Kraft dar. Es ist also die Methode der Ladungsbestimmung des Einzelteilchens im Prinzip identisch mit dem Grundversuch von Coulomb. Ist die Stärke des homogenen Feldes E, so ist die Kraft P auf den Pk. mit der Ladung e

$$P = e \cdot E . \tag{1}$$

Millikan und der Verfasser benützen bei der Auswertung ihrer Versuche zunächst die gleichen Gesetzmäßigkeiten: Die wegen des Reibungswiderstandes gleichförmige Fall- bzw. Steiggeschwindigkeit der Pk. ist der auf sie wirkenden Kraft proportional:

$$v = B \cdot P , \tag{2}$$

Für die Beweglichkeit B (Geschwindigkeit pro Krafteinheit) wird von beiden Autoren das Stokessche Gesetz

$$B = \frac{1}{6\pi\eta a} \tag{3}$$

bzw. das Stokes-Cunninghamsche Gesetz (St.-C. G.) [29] herangezogen:

$$B = \frac{1}{6\pi\eta a}\left(1 + A\,\frac{l}{a}\right). \tag{4}$$

Hier bedeuten η den Koeffizienten der inneren Reibung des Gases, a den Kugelradius, l die mittlere freie Weglänge der Gasmolekeln und A eine vom Gas und dem Material der Kugel abhängige Konstante, die mit der sogenannten Gleitung des Gases an der Oberfläche der Kugel zusammenhängt. Es wurde auch ein Gesetz von der Form des von Knudsen und Weber [30] empirisch aus der Bewegung (Dämpfung) von schwingenden Glaskugeln aufgestellten Widerstandsgesetzes verwendet:

$$B = \frac{1}{6\pi\eta a}\left[1 + \frac{l}{a}\left(A + De^{-e\frac{a}{l}}\right)\right]. \tag{5}$$

In aller Kürze sei bemerkt: Aus theoretischen Erwägungen folgt, daß (unter Zugrundelegung der Boltzmannschen Definition der mittleren freien Weglänge: $\eta = 0{,}35\,\varrho\bar{c}l$) A größer als 0,7 ist und daß $A + D$ zwischen 1,09 und 1,58 liegt [35]. Beziehung (4) gilt für $l \ll a$, wogegen Gleichung (5) allgemein gilt.

§ 3. Das Problem, ob alle in der Natur vorkommenden Ladungen der Elektronenladung oder deren ganzzahligen Vielfachen gleich sind, ob also tatsächlich eine kleinste unteilbare

1) Die Zahlen in eckiger Klammer beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schlusse.

Ladung existiert, ist der Kernpunkt der Untersuchung. Der Verfasser steht auf dem Standpunkt, daß alle Gesetzmäßigkeiten, welche zur Ladungsbestimmung herangezogen werden, von dieser selbst unabhängig sein müssen und daß in den Voraussetzungen keinerlei Annahme über die Existenz und Größe der Ladung des Elektrons enthalten sein dürfe.

Der Verfasser begnügte sich mit der Feststellung der Größe und Ladung einzelner Edelmetallteilchen auf Grund des Stokesschen Gesetzes (3) unter Verwendung der Dichte des makroskopischen Materials und Voraussetzung der Kugelgestalt. Er wies weiter darauf hin, daß die Benützung der gastheoretischen Korrekturen an dem Stokesschen Gesetz nach Cunningham (4) diese Größen und Ladungen nur noch kleiner gestalten; er fand so Ladungen bis etwa $2 \cdot 10^{-11}$ e. s. E.

Millikan maß ebenfalls Steig- und Fallgeschwindigkeiten einzelner Öltröpfchen, deren Größe und Ladung er unter Verwendung des Stokesschen Gesetzes errechnete. Bei der überaus großen Mehrzahl dieser Teilchen konnte er die kleinste Ladung experimentell nicht erreichen, sondern mußte sich damit begnügen, bei jedem einzelnen Tröpfchen die kleinste Ladung als größtes gemeinschaftliches Maß verschiedener von demselben Tröpfchen getragener Ladungen zu errechnen. Die kleinsten so bestimmten Ladungen der einzelnen Öltröpfchen nahmen, nach dem Stokesschen Gesetze gerechnet, mit abnehmendem Radius der Tröpfchen zu. Die Abhängigkeit war eine derartige, daß die Möglichkeit bestand, durch die Wahl eines bestimmten Wertes von A im Widerstandsgesetz (4), nämlich A gleich 0,874 [22], die Ladungen der Öltröpfchen auf die gleiche Größe zu bringen.

In diesem Vorgehen erblickte der Verfasser eine petitio principii. Die Berechtigung zu dem Verfahren ist nach Millikan in dem Umstande zu erblicken, daß sich dadurch alle Ladungen ausnahmslos auf denselben Wert (die Elektronenladung) reduzieren lassen. Anderen Autoren gelang aber die Millikansche Bestimmung nicht mit allen gemessenen Öltröpfchen. So verwendeten A. Schidlof und Murczynowska [31] nur 30 Proz. (von 70 Teilchen 22) der gemessenen Teilchen. Hierbei sind 60 Proz. der Teilchen wegen zu großer oder zu kleiner Fallgeschwindigkeit weggelassen worden, während die übrigen Teilchen vom Elektron abweichende Resultate ergaben oder nicht ausreichende Zahl von Beobachtungen aufwiesen.

Besonders beachtenswert ist aber die Mitteilung des langjährigen Mitarbeiters Millikans, Yoshio Ishida [32], daß, um an Ölteilchen zum Elektronenwert gelangen zu können, einige Pk. eliminiert werden mußten, da die Resultate aus unbekannten Gründen um 10–50 Proz. herausfielen. Ishida [33, 34] hat nun neuerdings die Millikanschen Versuche wieder aufgenommen und, wie er mitteilt, mit besseren Mitteln wiederholt (Verbesserungen in der Anordnung der Kondensatorplatten, Vermeidung von Temperaturschwankungen bis auf Tausendstel Grad, bessere Absorption der Wärmestrahlen, bessere Präparation des Öles usw.). Dabei war Ishida genötigt, die gemessenen Öltröpfchen in drei verschiedene Gruppen zu sondern. Erstens in solche, welche im Sinne Millikans ein Elementarquantum von $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. ergaben (50 Proz. der Pk.). Zweitens in Pk., deren Fallgeschwindigkeit sich anfänglich stark ändert und schließlich stationär wird, in welchem Zustand sich für die Ladung dasselbe ergibt wie bei den Pk. der ersten Kategorie (20 Proz.); und drittens Pk. (30 Proz.), deren Ladungen von den obigen Ladungen abweichen und bei denen gleichzeitig Abweichungen von der sogenannten Ganzzahligkeit[1]) auftreten, und zwar in dem Sinne, daß bei allen Pk. mit steigender Vielfachheit das entsprechende Quant kleiner wird. Diese Abweichungen sucht Ishida so zu deuten, daß diese Öltröpfchen abgeplattete Rotationsellipsoide seien, deren Achsenverhältnis, aus der Abweichung vom elementaren Quant bestimmt, etwa 7 : 10 ist, aus den Abweichungen von der Ganzzahligkeit sich von 9 : 10 bis 4 : 10 ergibt. Diese Pk. müßten sich überdies beim Steigen im elektrischen Feld mit der Rotationsachse in die Feldrichtung stellen, so daß der größte Querschnitt senkrecht zur Bewegungsrichtung zu liegen kommt. Diese Hypothese widerspricht aber jeder Erfahrung und Theorie. Die Ladungen der dritten Kategorie gibt Ishida nicht an. Soweit die Meßprotokolle Einblick gewähren, sind die Abweichungen der unter Voraussetzung der Kugelgestalt berechneten Ladungen von dem Mittelwert der Gruppe 1 etwa $2 \cdot 10^{-11}$ e. s. E.

Damit wäre der Tatbestand an Öltröpfchen erschöpft, soweit es sich um Messungen eines Teilchens bei ein und demselben Gasdruck handelt. Es sei aber ausdrücklich erwähnt, daß von I. Parankiewicz [37] ein Öltröpfchen gemessen wurde, dessen Ladung $2{,}4 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. betrug. (Vgl. auch [36].)

1) Bezüglich der Ganzzahligkeit sei auf den Umstand verwiesen, daß auch der Verfasser und K. Konstantinowsky sowie andere Autoren sehr häufig Abweichungen von der sogenannten Ganzzahligkeit erhielten. Unter Ganzzahligkeit ist die Tatsache zu verstehen, daß sich verschiedene Ladungen, die ein Pk. hintereinander annimmt, wie einfache ganze Zahlen verhalten. Ersichtlicherweise hängt die Beurteilung der Ganzzahligkeit mit der genauen Fehlerbestimmung der ganzen Methode zusammen.

Mit diesem Befund an Öltröpfchen von der Größe $3 \cdot 10^{-5}$ cm aufwärts sei der Befund an allen übrigen, insbesondere kleineren Pk. anderer Materialien verglichen, so an Gold-, Silber-, Platinteilchen und Quecksilbertröpfchen, also an Substanzen hoher Dichte, ferner an Selenkugeln, Tröpfchen der Thouletschen und Rohrbachschen Lösung und schließlich an Nebelteilchen aller Art [38–56].

Die Berechnung der von diesen Teilchen getragenen Ladung e unter Zugrundelegung des St.-C. G. mit einer Konstanten A gleich 0,815[1]) ergab zum großen Teil Ladungen kleiner als das Elektron, sicher bis zu $2 \cdot 10^{-11}$ e. s. E. Vielfach ergibt sich die Ladung auch dann wesentlich kleiner als das Elektron, wenn bloß das Stokessche Gesetz ohne Korrektur verwendet wird.

§ 4. Im Grunde erfolgt die Ladungsbestimmung aus der Beziehung

$$e = \frac{m \cdot g}{E^*}, \tag{6}$$

wobei $m \cdot g$ das Gewicht und E^* die in einfacher Weise bestimmbare Feldstärke ist, bei der der Pk. gerade schweben würde. E^* ergibt sich bei Messung der Fallgeschwindigkeit v_f und der Steiggeschwindigkeit v_s im elektrischen Felde E zu

$$E^* = \frac{v_f}{v_f + v_s} \cdot E. \tag{7}$$

Es reduziert sich also die Ladungsmessung auf die richtige Bestimmung des Gewichts des Pk.: $m \cdot g$. Das Gewicht des kugelförmigen Pk. ist:

$$m \cdot g = \frac{4 \pi a^3 \sigma g}{3}. \tag{8}$$

(σ bedeutet die um die Gasdichte verminderte Dichte des Pk.) Soll also der Ladungsbestimmung Richtigkeit zukommen, dann muß bewiesen werden, daß der Pk. kugelförmige Gestalt hat, daß die Dichte σ der des makroskopischen Materials gleich ist und daß das verwendete Widerstandsgesetz gilt.

§ 5. Um nun im allgemeinen über die Kugelgestalt und Dichte der einzelnen Pk. im Gase ein Urteil zu gewinnen, wollen wir uns zunächst die Art der Herstellung vergegenwärtigen. Der Verfasser stellte zwischen Gold-, Silber- oder Platinelektroden in trockenen inerten Gasen einen galvanischen Lichtbogen her, ein Verfahren, das der Erzeugung der Metallkolloide in Flüssigkeiten nach G. Bredig (Anorganische Fermente, 1901) entspricht. Die verdampften Edelmetallteilchen bleiben im Gase suspendiert, es entsteht ein sogenanntes Kolloid im Gase, ein Aerosol.

Durch viele Mikrophotographien von Niederschlägen größerer Teilchen konnte der typische Unterschied zwischen Gold-, Silber-, Platin- und Selenteilchen sowie Quecksilbertröpfchen einerseits und den Zerstäubungsprodukten des Zinks oder mechanisch fein zerriebenem Quarz andererseits deutlich wahrnehmbar gemacht werden [57, 58]. Während nun die Bilder erster Art durchweg rund erscheinen, zeigen die Bilder zweiter Art eckige und unregelmäßige Konturen. An großen Edelmetall- oder Selenteilchen ist daher die Kugelgestalt im mikroskopischen Gebiet klar erwiesen; sie folgt aber aus Gründen der Kapillarität für kleine submikroskopische Pk. nur um so mehr.

Wenn man aber an derartigen Pk. Ladungsbestimmungen ausführt, muß man darauf achten, daß die Zerstäubung in genügend großen Gefäßen und nur kurze Zeit vorgenommen wird, damit ein Koagulieren, ein Aneinanderballen der einzelnen Teilchen, wie dies bei Metallkolloiden in Flüssigkeiten bekannt ist, verhindert werde, worauf der Verfasser von allem Anfang an sein Augenmerk richtete [6, S. 97].

Ein Doppel- oder Mehrfachteilchen oder ein unregelmäßig geformter Körper hat eine kleinere Beweglichkeit als die gleichschwere kompakte Kugel. Berechnet man daher aus der Fallgeschwindigkeit unter Voraussetzung der Kugelgestalt Größe und Gewicht, so ergeben sich zu kleine Werte. Man könnte den Pk. rechnerisch als Kugel kleinerer Dichte auffassen.

E. Weiß hat auch, um sicher zu gehen, Silberteilchen nach der Erzeugung durch einen elektrischen Ofen geleitet, sie nochmals zum Schmelzen gebracht und sie wieder erstarren lassen [45, 46]. Auch nachher ergaben sich die Ladungsunterschreitungen.

Die zweite Art der Erzeugung ist die mechanische Zerstäubung, die zuerst von Millikan an Öl in Anwendung gebracht wurde. Daß die so entstehenden Tröpfchen aus Gründen der Kapillarität Kugelgestalt haben, ist evident. Diese Methode wurde dann auch für Tröpfchen hoher Dichte (Thouletsche, Rohrbachsche Lösung und vor allem Quecksilber) verwendet. Schmilzt man starre Körper und zerteilt die Schmelze durch den Zerstäuber, dann entstehen Tröpfchen, die erstarren. Dabei resultieren oftmals bei Substanzen, deren spezifisches Flüssigkeitsvolumen größer ist als das spezifische Volumen der festen Phase, z. B. bei Carnaubawachs, kleine Einbuchtungen des kugelförmigen Körpers, wie E. Wachtl feststellte.

Die dritte Art der Herstellung von kleinen Pk. in Gasen ist zunächst von J. Perrin und

[1]) Dies war nach damaligen theoretischen Überlegungen der kleinstmögliche Wert für A. Ein größerer Wert ergäbe noch kleinere Ladungen.

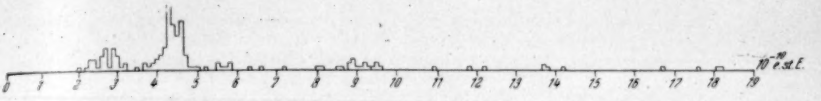


Fig. 1. Verteilung von Ladungen an Selenkugeln

J. Roux an Quecksilber in Anwendung gebracht worden. Die Muttersubstanz wird in einer kleinen Eprouvette zum Verdampfen gebracht, es kondensieren im Gasraum kleine Pk. Ein besonders geeignetes Material für diese Art der Erzeugung ist amorphes Selen. Dieses in einem Proberöhrchen ein wenig erhitzt, läßt die vollkommensten Kugeln aller Größen entstehen (vgl. diesbezügliche Mikrophotographien mit UV.-Licht von Ehrenhaft und Wasser [57, 58]).

Quecksilber ist besonders interessant, weil man die Pk. durch mechanische Zerstäubung, Zerstäubung im Lichtbogen und durch Verdampfen herstellen kann [8, 12–15, 25–27, 51, 54–56, 59–98]. Die Tröpfchen selbst zeigen Verdampfungserscheinungen oder Massenzunahme, oder sie bleiben stabil. Die Verdampfungsgeschwindigkeit hängt von dem Druck des Quecksilberdampfes im Kondensator ab, der selbst unter anderem wieder durch die Zahl und Größe der vorhandenen Tröpfchen bedingt ist, weiter von der Reinheit des Quecksilbers, von der Beschaffenheit der Oberfläche des betreffenden Tröpfchens und vom Gase[1]). Sorgfältig muß jede Verunreinigung durch Hahnfett vermieden werden. Auffällig ist die Tatsache, daß bei Quecksilber sowohl stabile Teilchen wie solche, die ihre Masse ändern, beobachtet werden, ohne daß bisher die dafür maßgebenden Umstände restlos geklärt worden sind. Der Befund Millikans, daß an stabilen Quecksilbertröpfchen bloß Elektronen und keine kleineren Ladungen zu finden seien, steht im Gegensatz zu den Beobachtungen der anderen Autoren, welche an solchen Teilchen kleinere Ladungen fanden. Auch an verdampfenden Quecksilbertröpfchen ist der Befund nicht einheitlich, da auch an stark verdampfenden kleinere Ladungen gefunden wurden[2]). Die Feststellung von kleineren Ladungen an im Lichtbogen zerstäubtem Quecksilber ist durchaus einheitlich.

E. Regener hat die Kaufmannsche Hypothese [99], daß die Ladungen kleiner als das Elektron durch Gasschichten am Teilchen vorgetäuscht werden, sowohl für Quecksilber als auch für andere Pk. als „Arbeitshypothese" wieder aufgegriffen [100]. Diese Gasschichten müßten die höchst unplausible Dicke von 10^{-5} cm haben. Man hat diese Hypothese in Anbetracht der vielfachen Untersuchungen von I. Langmuir, F. Paneth und vieler anderer Autoren [101–103], welche sicherstellten, daß die Oberflächenschichten höchstens monomolekulare sind, bald verlassen. Übrigens haben für submikroskopisches Silber G. C. Schmidt und F. Durau [104, 105] eigene Untersuchungen über Adsorption angestellt, welche die Existenz von nicht einmal monomolekularen Schichten sicherstellten.

In Anbetracht dieses Umstandes sind die besonders kleinen Ladungen, welche an kleinen Quecksilbertröpfchen, die durch Verdampfung reinen Quecksilbers in reinen, inerten Gasen hergestellt wurden, sehr bemerkenswert [80, 81].

Es sei noch auf Fig. 1 hingewiesen, in welcher die Statistik der Ladungen von 150 Selenkugeln der Radiengrößen zwischen 1,3 und $4{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm (berechnet nach dem St.-C. G. mit einem A gleich 0,815) wiedergegeben ist. Diese wurden von Johanna Reif-Fürst im Jahre 1920 gemessen (bisher noch nicht veröffentlicht). Von den 150 Pk. könnten nur etwa 60 Proz. auf ein elementares Quant zwischen 4 und $5 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. oder dessen Multipla zurückgeführt werden, während für die anderen etwa 40 Proz. diese Möglichkeit nicht besteht. Etwa 30 Proz. sind kleiner als $4 \cdot 10^{-10}$ e. s. E., etwa 10 Proz. weichen stark von den Vielfachen eines solchen Quants ab. Auch andere Autoren haben ähnliche Statistiken erhalten [154, S. 30].

§ 6. Es ist nun von besonderer Wichtigkeit, über das Widerstandsgesetz näheren Aufschluß zu erlangen. Dazu führt ein von M. Reinganum [106] vorgeschlagenes Verfahren, bei welchem die Fallgeschwindigkeit eines und desselben Pk. bei verschiedenen Gasdrücken gemessen wird. Dieses haben in einem großen Kondensator E. Meyer und W. Gerlach [107] und sodann in einem kleinen Kondensator Irene Parankiewicz [108] und später Ehrenhaft und Konstantinowsky [76] ausgeführt.

Nach dem St.-C. G. (4) gilt für die Fallgeschwindigkeit v_f

$$v_f = \alpha + \beta \cdot l, \tag{9}$$

wobei

$$\alpha = \frac{2 \cdot \sigma \cdot g}{9\eta} a^2, \tag{10}$$

$$\beta = \frac{2 \cdot \sigma \cdot g}{9\eta} a \cdot A \tag{11}$$

1) Bekanntlich verhindern geringste Zusätze von Blei nach Moissan die Verdampfung.

2) Vgl. z. B. [91], S. 259.

ist. Mißt man also die Fallgeschwindigkeit desselben Pk. bei verschiedenen Gasdrücken, so müßte bei Gültigkeit des St.-C. G. für die Fallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der mittleren freien Weglänge für jeden Pk. eine Gerade resultieren. Aus dieser Geraden ist α als Abschnitt auf der Ordinatenachse und β als Richtungskoeffizient zu entnehmen. Faßt man nun bei einem gemessenen Pk. die Dichte σ, die Konstante A des St.-C. G. und den Radius a als Unbekannte auf, so hat man für diese Größen bloß die zwei obigen, für α und β angegebenen Beziehungen, also nur zwei Gleichungen für drei Unbekannte [76, S. 784], [155, S. 142]. Offensichtlich ist nun das Problem, das Widerstandsgesetz für einzelne Körper zu ermitteln, von jeder Annahme über die Ladung der Pk. unabhängig, wie der Verfasser von allem Anfang an verlangte.

Man kann also unter Annahme der Dichte σ die Konstante A oder unter Annahme eines Wertes für die Konstante A die Dichte des Pk. bestimmen. Auf diesem letzten Weg kam R. Bär [109–118] zu dem Schluß, daß die Pk. vielfach eine von der Dichte des makroskopischen Materials abweichende Dichte hätten (so Selen bis zu einem Siebentel der normalen Dichte, Paraffin bis zur halben und Platin bis zu einem Hundertstel der normalen Dichte). Auch höhere Dichten wurden so errechnet. Hierzu ist aber zu sagen: Wenn die Teilchen tatsächlich keine Kugeln sind, ist jede Berechnung einer „Dichte" unter Zugrundelegung des ausschließlich für Kugeln anwendbaren St.-C. G. vollkommen illusorisch. Ein derartiges Resultat ließe bei ausreichender Versuchsgenauigkeit und genügender Zahl der Meßpunkte unter der Voraussetzung, daß für Kugeln tatsächlich ein A von der Größenordnung 0,8 gilt, nur den Schluß zu, daß jene stark abweichenden Pk. keine Kugeln sind. Über die wirkliche Gestalt und Dichte lassen sich natürlich keine begründeten zahlenmäßigen Aussagen machen.

In der Folge wurden vom Verfasser und dessen Schule an den verschiedensten Substanzen, so an Selen (Ehrenhaft-Konstantinowsky [76], Mattauch [86], Trebitsch [121], Wasser [119]), Öl (Mattauch [120, 83; vgl. 86, 87, 88, 122, 123]), Platin (Virtel [124]), Gold (Ehrenhaft-Wasser [127, 57], Slopkovitzer [125]), Silber (Trauner [126]), Thouletsche Lösung (Ehrenhaft-Wasser [127]), Rohrbachsche Lösung (Reiss [128]), Messungen desselben Pk. bei verschiedenen Gasdrücken, vom Atmosphärendruck abwärts und umgekehrt von tiefen Drücken aufwärts bis zum Atmosphärendruck, vorgenommen.

In der folgenden Tabelle I ist eine Übersicht der Resultate gegeben. Man entnimmt ihr, daß sich unter Voraussetzung der normalen Dichte die Konstante A für alle Substanzen etwa gleich 1 ergibt. Die kleinsten bei diesen Versuchsserien gemessenen Ladungen gehen bis $1 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. herab. Dabei darf aber nicht übersehen werden, daß A für verschiedene Pk. eines Materials gewisse Schwankungen aufzeigt, welche sich an Öl, den anderen Flüssigkeitsteilchen und den Metallen nicht wesentlich unterscheiden.

Bei diesem Verfahren ist aber noch folgende Tatsache nicht berücksichtigt. Die Fallgeschwindigkeit als Funktion von l ergibt nicht eine Gerade, wie es das St.-C. G. verlangen würde, sondern eine mit steigender mittlerer freier Weglänge steiler werdende Kurve, wie es auch das Knudsen-Webersche Gesetz (5) verlangt. Es muß hier daran erinnert werden, daß das Gesetz (4) nur für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge klein ist gegen den Radius des Pk., theoretisch begründet ist. Andererseits kennt man das Bewegungsgesetz für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge sehr groß ist gegen den Pk., doch gibt es für das mittlere Gebiet keinen theoretischen Ansatz, sondern nur das empirische Knudsen-Webersche Gesetz (5). Die oben angeführten umfangreichen Versuchsreihen wurden jedoch vielfach in einem Bereich durchgeführt, in dem die mittlere freie Weglänge und der Radius des Pk. von derselben Größenordnung sind, ein Umstand, auf den auch H. A. Lorentz in seiner Diskussion mit dem Verfasser auf dem

Tabelle I

Substanz	Dichte des Materials σ	Mittelwert der A	Radienintervall $a \cdot 10^8$ cm	Kleinste Ladung $e \cdot 10^{10}$ e. s. E.
Öl	0,93	0,93	3,6–11,5	4,67
Thouletsche Lösung	3,01	1,00	2,0–4,2	3,73
Rohrbachsche Lösung	3,50	1,05	1,1–3,3	3,20
Selen I	4,26	1,01	1,3–3,7	2,80
Selen II	4,26	0,95	3,2–5,6	2,56
Selen III	4,26	0,97	1,1–3,3	1,94
Silber	10,4	1,07	1,1–4,0	1,13
Gold	19,2	1,00	0,8–1,8	1,04
Platin	21,4	0,98	1,0–2,8	1,99

internationalen Physikertag in Como 1927 aufmerksam gemacht hat [129].

Die Vernachlässigung der Krümmung der v, l-Kurve bringt es mit sich, daß bei Angleichung der experimentell gewonnenen Daten an das St.-C. G. (die Gerade) die Werte für A etwas zu groß und der Radius und die Ladung etwas zu klein berechnet werden, ohne daß damit aber die Tatsache der kleinen Ladungen beeinträchtigt würde. Um bei der angestrebten, von jeder Voraussetzung über die Ladung unabhängigen experimentellen Bestimmung des Widerstandsgesetzes (der Konstanten A) in ein Gebiet zu kommen, in dem der Cunninghamsche Ansatz gilt, wurde von der Schule des Verfassers derselbe Pk. auch bei höheren Drücken als bei Atmosphärendruck, bis zu etwa 30 at, untersucht, wozu eine schwierige Versuchstechnik und ein dazu geeigneter Kondensator ausgearbeitet wurde, was schließlich E. Reeger ausführte [130, 131, 132].

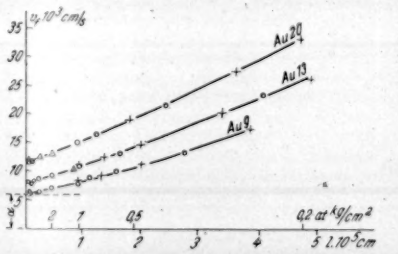


Fig. 2. Graphische Darstellung der Abhängigkeit der Fallgeschwindigkeit vom Druck für Goldteilchen

Aus den in Fig. 2 aufgetragenen Kurven (Fallgeschwindigkeit als Funktion der mittleren freien Weglänge bei hohen und tiefen Drücken) erkennt man zunächst deutlich die oben erörterte Krümmung der Kurve. Weiter ist unmittelbar ersichtlich, daß sich der Ordinatenabschnitt α, der die Fallgeschwindigkeit bei unendlich kleiner mittlerer freier Weglänge darstellt und der sich bisher durch eine wegen der Krümmung der Kurve ungerechtfertigte Extrapolation ergeben hatte, nun ohne jede Willkür ermittelbar ist $\left(\text{Extrapolation von etwa } \frac{l}{a} = \frac{1}{50} \text{ auf } \frac{l}{a} = 0\right)$.

Daher ist es jetzt ohne Rücksicht auf die genaue Form des Widerstandsgesetzes möglich geworden, nur unter Voraussetzung der Dichte, der Kugelgestalt und des reinen Stokesschen Gesetzes, Radius und Ladung jedes Pk. zu ermitteln. Überdies geben die Messungen bei verschieden hohen Drücken eine theoretisch einwandfreie Bestimmung der Konstanten A aus dem Richtungskoeffizienten beim Durchstoß mit der Ordinatenachse. Dabei ist aber die Zunahme des Koeffizienten der inneren Reibung bei hohen Drücken zu berücksichtigen [132]. Solche Messungen sind an Gold, Silber, Selen, an Carnaubawachs und Ölteilchen durchgeführt worden. Auch hier ergeben sich wieder, unter Voraussetzung der normalen Dichte, Schwankungen der A und an den drei ersten Substanzen, bei welchen auch kleinere Pk. vorkamen, wieder Ladungen kleiner als jene des Elektrons.

2. Teil

Neue Ergebnisse

(Direkte mikroskopische Ausmessung der Probekörper)

§ 7. Der ganze bisherige Weg hatte zum Ziele, die Größen- und damit auch die Ladungsbestimmung einzelner Pk. immer voraussetzungsfreier zu gestalten. Bei allen bisherigen Verfahren war die Kugelgestalt, normale Dichte und die Gültigkeit des Stokesschen Gesetzes vorausgesetzt. Während man aber zuerst auch den Wert der Gleitungskonstanten A theoretischen Erwägungen entnehmen mußte, ist man nun durch Verwendung hoher Gasdrücke hiervon frei geworden, so daß eine Unbestimmtheit geschwunden ist.

Man war nun schon seit Anfang der Untersuchungen bestrebt, die Kugelgestalt jener Pk., die kleinere Ladungen als die des Elektrons trugen, durch optische Verfahren sicherzustellen. Anfänglich wurden sehr viele Pk., die auf dieselbe Weise erzeugt waren wie jene, die im Ehrenhaftschen Kondensator zur Ladungsbestimmung herangezogen wurden, mit den optischen Hilfsmitteln größter Auflösungsfähigkeit auf einem Objektträger mikroskopiert bzw. mikrophotographiert. Auf den typischen Unterschied der Bilder der Einzelteilchen des Goldes, Silbers, Selens usw. und z. B. der unregelmäßigen Körperchen zerriebenen Quarzes derselben Größenordnung wurde bereits verwiesen.

In der Folge gelang es dem Verfasser, einzelne Quecksilbertröpfchen, die den Kondensator passiert hatten, in einem Öltröpfchen, das sich auf einem Deckglas befand, aufzufangen und zu mikrophotographieren [134].

Der Verfasser und E. Wasser [57, 127] haben weiterhin in den Kondensator eine horizontale Zunge aus Quarz eingeschoben und Goldkörperchen, deren Fall- und Steiggeschwindigkeiten gemessen worden waren, auf der Zunge aufgefangen und sodann mikroskopiert. Aber

auch dieser Vorgang entbehrte des endgültigen Erfolges, da sich auf der Zunge dann stets mehrere Pk. befanden, so daß eine Identifizierung nicht mit Sicherheit möglich war.

In der weiteren Entwicklung haben der Verfasser und P. Selner [135] in den Kondensator ein vertikales Quarzplättchen an dem vorderen Plattenrand fixiert. Nachdem der Pk. den üblichen Steig- und Fallzeitenmessungen unterzogen war, wurde der Kondensator geneigt, so daß eine Komponente der elektrischen Kraft in die Blickrichtung fiel und den Pk., der stetig mit dem Auge im Mikroskop verfolgt wurde, schließlich auf das Plättchen führte, wo sein Ort mit Hilfe eines vorher eingeritzten Koordinatensystems fixiert werden konnte. Das Plättchen wird sodann aus dem Kondensator entfernt und nun der Pk. der Untersuchung durch äußerste Mikroskopie und UV.-Photographie[1]) zugeführt [136]. So kann in jedem Falle untersucht werden, ob das Bild des Pk., dessen Ladung in üblicher Weise bestimmt worden war, irgendwelche Abweichungen von der Kugelgestalt aufweist. Insbesondere ist darauf zu achten, ob es sich nicht um ein mehrfaches Teilchen handelt, das etwa durch Koagulation entstanden ist. Solche Teilchen wären natürlich, wie schon erwähnt, auszuschließen. Es bleibt allerdings noch zu erörtern, inwieweit bzw. bis zu welcher Größe aus den runden Bildern auf die Kugelgestalt der Körper selbst geschlossen werden kann.

Die mikrophotographische Aufnahme eines Pk. erfordert nicht etwa nur die Anfertigung eines Bildes, sondern es muß ein sogenannter Serienschnitt hergestellt werden. Es wird hierbei derselbe Pk. in verschiedenen Höhen aufgenommen, die um je $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm differieren. In dieser etwa 19 Bilder umfassenden Serie ist es unschwer, jenes Bild zu erkennen, das der Einstellung auf den Äquator entspricht. Dieses Bild wird nun unter einem Komparatormikroskop ausgemessen. Zunächst wurde dies an Pk. aus Carnaubawachs durchgeführt, woran sich der Verfasser, E. Reeger, P. Selner und W. Bibl beteiligten. Den Rat, Carnaubawachs wegen seiner Homogenität zu verwenden, verdankt der Verfasser seinem Freunde Friedrich Eckstein. Es sei bemerkt, daß der Pk. auch direkt im sichtbaren Licht mit einem Okularschraubenmikrometer ausgemessen werden kann.

Wenn man die Radien, die durch eine naive Ausmessung der mikrophotographischen Bilder erhalten wurden, in Abhängigkeit von der im Kondensator gemessenen Fallgeschwindigkeit auftrug, ergab sich eine einheitliche Kurve. Jedoch war diese systematisch von der aus dem St.-C.G. folgenden abweichend. Die durch mikrophotographische Ausmessung sich ergebenden Radien sind durchaus größenordnungsmäßig um $1 \cdot 10^{-5}$ cm größer als die aus der Fallgeschwindigkeit folgenden. Anhaltspunkte für diese wichtige Tatsache finden sich schon in der bekannten Überprüfung des Stokesschen Gesetzes durch L. W. McKeehan und J. Zeleny [156], ohne daß jedoch diese Autoren infolge der Streuung der Versuchsergebnisse dies erkannt haben. Es tauchte also die Frage auf, inwieweit die Ausmessung der Photographien, insbesondere mit Rücksicht auf die Beugung, die wahren Radien der Körper wiedergibt.

§ 8. Eine für die Praxis ausreichende theoretische Erfassung des mikroskopischen Bildes eines Körpers von der Größe der Wellenlänge des Lichtes ist ausständig und dürfte wegen der mathematischen Schwierigkeiten auch kaum gelingen. Wohl haben z. B. R. Gans und seine Schüler [137, 138] unter vereinfachenden Annahmen (kleine Apertur der beleuchtenden Strahlen, Dunkelfeld usw.) das Bild z. B. von Kugeln berechnet. Hieraus geht hervor, daß die mikroskopischen Bilder größer sind als die geometrischen. Doch wird in der Praxis unter anderen Bedingungen gearbeitet (große Beleuchtungs- und Beobachtungsapertur, Hellfeld usw.), so daß eine quantitative Benützung der theoretischen Resultate nicht möglich ist. Es mußte daher getrachtet werden, auf einem anderen Weg über die mikroskopische Abbildung Aufschluß zu erhalten.

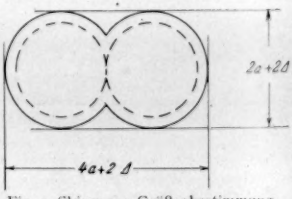


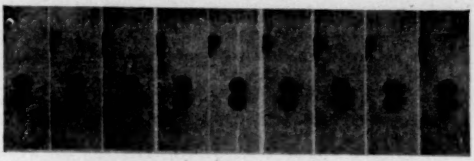
Fig. 3. Skizze zur Größenbestimmung

Das Verfahren bei sehr kleinen Kügelchen, bei welchen die Größe des Einzelteilchens infolge der Beugung gefälscht wird, durch Ausmessung einer perlschnurartigen Kette etwa gleich großer Teilchen den Durchmesser der Pk. zu bestimmen, wurde von J. Perrin [139] verwendet. Man kann aber unter Verwendung bloß zweier Kugeln in folgender Weise eine richtige Größenbestimmung durchführen: Berühren sich nämlich zwei etwa gleich große Kugeln, so läßt sich, wie die folgende Skizze (Fig. 3) zeigt und wie A. Lustig ausführte, durch Messung des Gesamtdurchmessers in der Richtung der Zentralen

1) Wellenlänge 275 mμ. A. Köhler, Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie **21**, 129, 1904.

und Messung der Einzelteilchen senkrecht hierzu die Vergrößerung Δ des Radius, welche bei der Abbildung zustande kommt, und damit der wahre Radius a höchst einfach ermitteln [140].

Ausdrücklich erwähnt sei der Anteil W. Bibls an der ersten Entwicklung dieses Verfahrens, der, wie er später mitteilte, den Gedanken, durch Zusammenschieben zweier Pk. die Richtigkeit der mikroskopischen Größenbestimmung zu kontrollieren, im Frühjahr 1936 in einer Unterredung mit A. Lustig geäußert hatte, doch kam die Sache nicht zur Ausführung. Unabhängig davon bemerkte G. Groetzinger im Juli 1936 mehrere sich überschneidende Bilder von Carnaubateilchen. Um festzustellen, ob es sich dabei um ein wirkliches Überdecken zweier Kugeln, um ein Abplatten an deren Berührungsstelle, um das zu erwartende Beugungsphänomen oder einen photographischen Effekt handelt, projektierte der Verfasser, solche Teilchen mit einem Mikromanipulator zusammenzuschieben, da ihm diese Möglichkeit durch seine Versuche vom Jahre 1915 [15, S. 233], die allerdings zu anderen Zwecken vorgenommen worden waren, bekannt war. Zu diesen Versuchen zog der Verfasser im Herbst 1936 W. Bibl heran.



a

b

Fig. 4. a) Der wahre Radius der oberen Kugel beträgt $13{,}32 \cdot 10^{-5}$, jener der unteren $12{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm[1]).
b) Der wahre Radius der oberen Kugel beträgt $19{,}56 \cdot 10^{-5}$, jener der unteren $20{,}83 \cdot 10^{-5}$ cm[1]).

§ 9. Die zu diesem Verfahren nötige Annäherung zweier gleich großer Teilchen erfolgt zweckmäßig mit einem Mikromanipulator, der im wesentlichen aus einer in alle Dimensionen verschiebbaren feinen Nadel besteht. Anfängliche derartige Versuche, die auf Veranlassung des Verfassers an Carnaubawachs W. Bibl ausführte, ergaben wohl ein Überschneiden der beiden Bilder, jedoch noch keine sichere Grundlage zur richtigen Größenbestimmung, weil die Carnaubateilchen nicht alle vollständig rund sind und weil man wegen der Plastizität des Materials die Möglichkeit einer Formänderung bei der Manipulation nicht ausschließen konnte. Daher ging man auf ein Material über, das erfahrungsgemäß in allen Größen durchaus Kugelgestalt aufweist, auf das früher beschriebene Selen.

Es wurden hierfür Doppelteilchen dieser Substanz in einem Radienintervall von $3 \cdot 10^{-5}$ cm bis $37 \cdot 10^{-5}$ cm hergestellt, mit UV.-Licht mikrophotographiert und die Bilder in der vorskizzierten Weise ausgemessen. Von den für die endgültigen Versuche verwendeten Selendoppelteilchen hatte vier W. Bibl, zwei P. Selner und zwanzig H. Schedling hergestellt. In Fig. 4 sind zwei größere Doppelteilchen von Selen im Serienschnitt reproduziert. Das scharfe Bild ist durch einen Strich gekennzeichnet.

Die vollständige Durchmessung der 26 Platten unter einem Komparatormikroskop wurde von den vier Beobachtern Felix Ehrenhaft, Alfred Lustig, Hans Schedling und Georg Altmann, alle unabhängig voneinander, durchgeführt. Als Resultat jedes Beobachters ergab sich innerhalb des verwendeten Radienintervalls im Mittel eine Konstanz der Korrektur Δ, um die der Radius infolge der Beugung zu groß gemessen wird. An der unteren Grenze des Intervalls zeigt sich allerdings bei allen Beobachtern eine deutliche Abnahme der Korrektur. Die Messungen der vier Beobachter an den 26 Doppelteilchen ergaben für Δ folgende Mittelwerte:

Tabelle II

Beobachter	$\Delta \cdot 10^5$ cm	Beobachter	$\Delta \cdot 10^5$ cm
Ehrenhaft..	1,00	Schedling.	0,93
Lustig.....	1,04	Altmann ..	0,81

Die Korrektur ist also ihrem zahlenmäßigen Wert nach ungefähr so groß wie die kleinste Distanz zweier mit obigen optischen Mitteln nach der Helmholtzschen Theorie noch getrennt wahrnehmbarer Punkte.

1) Wie eine einfache Rechnung lehrt, sind die kleinen Größenunterschiede der zusammengerollten Kugeln für die Bestimmung der wahren Radien vernachlässigbar.

Der eigentliche Zweck dieser Untersuchungen war die Ermittlung des wahren Radius einzelner Kugeln, welche im Ehrenhaftschen Kondensator der Messung unterzogen worden waren. Zu diesem Zwecke wurden die Mikrophotographien solcher Einzelteilchen von jedem einzelnen Beobachter zunächst ausgemessen und von dem Messungsergebnis das von dem betreffenden Beobachter ermittelte A in Abzug gebracht. Dabei ist wichtig, daß jeder Beobachter die von ihm selbst ermittelte Korrektur verwende, weil diese bei den einzelnen Beobachtern systematische Differenzen zeigt. Dies ist wohl darauf zurückzuführen, daß der Rand der verwendeten Pk. nicht vollkommen scharf erscheint und daher von verschiedenen Beobachtern an verschiedenen Stellen festgehalten wird. Diese systematischen Differenzen fallen jedoch bei der Bestimmung der wahren Größe von selbst heraus. Es wurde auch die Intensitätsverteilung in den Bildern mit Hilfe eines Registriermikrophotometers untersucht, um eventuell aus ihr Schlüsse auf den wahren Radius zu ziehen. Es sei hier bemerkt, daß die wahre Größe der Komponenten des Doppelteilchens, die aus der Photometrierung, also rein objektiv, folgt, mit dem oben erörterten subjektiven Verfahren sehr gut übereinstimmt.

Vergleicht man nun bei demselben Pk. den optisch auf vorangeführte Weise erhaltenen Radius mit dem Radius, der aus der Fallgeschwindigkeit im Ehrenhaftschen Kondensator unter Zugrundelegung der normalen Dichte ermittelt wurde, so ergibt sich im Intervall von 3 bis $13 \cdot 10^{-5}$ cm gute Übereinstimmung. Pk. über $13 \cdot 10^{-5}$ cm konnten wegen der großen Fallgeschwindigkeiten im Ehrenhaftschen Kondensator nicht mehr gemessen werden. Und zwar entspricht der optischen Ausmessung im Mittel ein St.-C. G. mit einem A von etwa 0,8.

§ 10. So sind also jetzt die Radien der Pk. rein optisch, also direkt und ohne jedes Widerstandsgesetz und ohne jede Voraussetzung über die Dichte, bestimmbar.

Dadurch kann die bisherige Unbestimmtheit, daß nämlich von den drei Unbekannten, der Dichte σ, dem Radius a und der Gleitungskonstanten A, jeweils eine vorausgesetzt werden mußte (vgl. S. 678), vermieden werden.

Zu diesem Zwecke ist auf Veranlassung des Verfassers folgendermaßen vorgegangen worden:

1. wurden die Steig- und Fallgeschwindigkeiten des Pk. bei verschiedenen hohen Drücken gemessen,
2. wurde der Pk. auf ein Plättchen niedergeschlagen,
3. wurde der Pk. im UV.-Licht im Serienschnitt mikrophotographiert, und
4. wurde seine Größe optisch ausgemessen und sein wahrer Radius nach vorstehendem Verfahren ermittelt.

Damit ist aber jetzt jede Unbestimmtheit geschwunden, denn zu den beiden Gleichungen (10) und (11) tritt jetzt die Gleichung

$$a = a_{\text{optisch}} \tag{12}$$

als dritte Gleichung hinzu. Diese drei Gleichungen enthalten aber auch nur drei Unbekannte, nämlich den Radius a, die Dichte σ und die Gleitungskonstante A, die jetzt für jeden Pk. unabhängig voneinander bestimmbar sind.

Selbstverständlich ist es bei Bestimmung der Dichte σ, analog den Ausführungen des § 6, nur von Bedeutung, festzustellen, ob es sich bei den Pk. um Kugeln von der normalen Dichte handelt.

In der folgenden Tabelle IV sind zunächst die Ergebnisse von vier Teilchen wiedergegeben. Hierbei sind die Größen in der zweiten bis achten Kolonne unter Zuhilfenahme der optischen Ausmessung, also ohne Voraussetzung der Dichte, berechnet, während in den beiden letzten Kolonnen zum Vergleich der Radius a und die Gleitungskonstante A, berechnet unter Voraussetzung der Dichte, angegeben sind.

Da diese vier Pk. nahe dem unteren Rand des Radienintervalls liegen, für das die Korrektur A ursprünglich experimentell bestimmt wurde, und da bei diesen kleinen Teilchen, wie schon erwähnt, die Größe A eine merkliche Abnahme zeigt, wurde, um systematische Fehler zu vermeiden, bei der Auswertung dieser Teilchen folgendermaßen vorgegangen: Man verwendete nicht den Mittelwert von A über das ganze Intervall, der für die verschiedenen Beobachter auf S. 681 angegeben ist, sondern es wurde der Abnahme der Korrektur durch eine einfache numerische Interpolation Rechnung getragen. Es ergaben sich für den Größenbereich, in dem die Pk. liegen, folgende Werte:

Tabelle III

Beobachter	$A \cdot 10^5$ cm	Beobachter	$A \cdot 10^5$ cm
Ehrenhaft..	0,88	Schedling.	0,75
Lustig.....	0,94	Altmann ..	0,56

Tabelle IV

Nr.	$a_{optisch}$ 10^5 cm					Dichte σ	A	a_{Stokes} 10^5 cm	A
	Ehrenhaft	Lustig	Schedling	Altmann	Mittel				
1	3,55	3,32	3,58	3,57	3,51	4,31	1,04	3,53	1,05
2	4,20	4,16	4,25	4,15	4,19	4,21	0,88	4,16	0,87
4	—	—	3,98	—	3,98	4,39	0,78	4,04	0,79
5	—	—	4,25	—	4,25	4,22	0,98	4,23	0,97
					Mittel	4,28	0,92	—	0,92

Wie man sieht, ergeben sich für σ Werte, die mit der Dichte 4,26 der verwendeten Selenmodifikation sehr gut übereinstimmen.

Die Bestimmung der Ladung dieser Pk. kann jetzt auf zwei Weisen erfolgen:

1. Nach dem alten, in §§ 4 und 6 entwickelten Verfahren aus dem Stokesschen Gesetz unter Voraussetzung der makroskopischen Dichte, also unter Verwendung der in der vorletzten Kolonne angegebenen Radien, wobei der erzielte wesentliche Fortschritt der ist, daß die Kugelgestalt der Körper und die Richtigkeit der Dichte unmittelbar optisch nachgewiesen wird.
2. Die Bestimmung des Radius auf optischem Wege gestattet aber, bei der Ladungsbestimmung von jedem Widerstandsgesetz unabhängig zu werden. Denn aus dem optischen Radius kann unter Verwendung der makroskopischen Dichte das Gewicht und mit Hilfe der ohne Bewegungsgesetz ermittelbaren Schwebespannung die Ladung berechnet werden.

Im folgenden sind von den obigen vier Teilchen die auf beide Weisen berechneten Ladungen angegeben, und zwar in der zweiten Kolonne die aus dem Stokesschen Gesetz berechneten, in der dritten die aus der optischen Ausmessung resultierenden Werte:

Tabelle V

Nr.	Ladung $e \cdot 10^{10}$ e. s. E.	
	nach Stokes	optisch
1	8,64	8,49
2	4,66	4,76
4	4,58	4,38
5	4,55	4,61

§ 11. Aber auch an Pk. unter $3 \cdot 10^{-5}$ cm Radius wurde das Verfahren zur Bestimmung der mikroskopischen Korrektur A in Anwendung gebracht. Da sich aber herausgestellt hatte, daß die photographischen Bilder unter Verwendung des schwächeren Ok. 5 statt Ok. 14[1]) viel schärfer wurden, behandelten der Verfasser und H. Schedling fünf Doppelteilchen im Größenintervall von 1 bis $3 \cdot 10^{-5}$ cm nach obigem Verfahren mit Ok. 5. Dabei ergab sich im Mittel die Korrektur A für Ehrenhaft zu 0,96 und für Schedling 1,08. Bemerkt sei, daß diese Korrektur wegen der anderen Optik mit der Korrektur, die bei großen Teilchen mit Ok. 14 ermittelt wurde, nicht unmittelbar vergleichbar ist.

Die in § 10 erläuterte Methode wurde nun auch auf ein kleines Teilchen angewendet. Bei diesem kleinen Pk. dauerte allein die Manipulation des Niederschlagens über eine Stunde. Es dürften dies wohl die kleinsten Körper mittlerer Dichte sein, die noch niedergeschlagen werden können. Im folgenden wird das Ergebnis analog der Tabelle IV wiedergegeben:

Tabelle VI

Nr.	$a_{optisch}$ 10^5 cm			Dichte σ	A	a_{Stokes} 10^5 cm	A
	Ehrenhaft	Schedling	Mittel				
8	1,52	1,50	1,51	4,18	0,79	1,49	0,79

Die Ladung dieses Pk. aus dem Stokesschen Gesetz errechnet ergibt sich zu $3{,}22 \cdot 10^{-10}$ e. s. E., also wesentlich kleiner als das Elektron, aus dem optischen Radius ergibt sich die Ladung zu $3{,}34 \cdot 10^{-10}$ e. s. E.

Damit sind die kleineren Ladungen auch an Teilchen sichergestellt, bei denen die Kugelgestalt und Dichte durch optische Untersuchungen bewiesen ist.

§ 12. Schon vor Bearbeitung dieses Pk. hatte der Verfasser versucht, über kleinere Pk. noch

1) Köhlersche Anordnung zur Ultraviolettphotographie (Zeiß).

weitere optische Aufschlüsse zu erhalten. P. Selner hatte einen Pk. (Selen Nr. 90), der einen Radius von $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm und eine Ladung von $2{,}9 \cdot 10^{-10}$ e. s. E. nach St.-C. G. (mit $A = 0{,}8$) ergab, niedergeschlagen. Dieser Pk. wurde vom Verfasser einer ausführlichen optischen Untersuchung unterzogen. Die visuelle Beobachtung mit Apertur 1,3 und 1,4 mit weißem künstlichem Licht und im Sonnenlicht ergab ein rotes symmetrisches Bild, deutlich gleichartig mit den bekannten größeren roten Selenkugeln. Bei Beurteilung des Bildes bei verschiedenen Stellungen und Öffnungen der Iris ergab sich eine völlig symmetrische Beugungserscheinung. (Auch mit Natriumlicht wurde der Pk. untersucht.) Sodann erfolgte eine noch später zu besprechende Untersuchung des Pk. im polarisierten Licht mit Trockensystem (Apertur 0,95). Hierauf wurde ein Serienschnitt mit UV.-Licht aufgenommen. Dieser ergab eine völlig runde Scheibe.

Um nun zu untersuchen, ob in dieser Größenordnung noch aus der Tatsache der vollkommenen Rundheit eines Bildes Schlüsse auf die Gestalt des Körpers gezogen werden können, wurde nachfolgendes Verfahren eingeschlagen. Um zu entscheiden, ob allseits symmetrische Körper, nämlich Kugeln, sich von unsymmetrischen deutlich unterscheiden, veranlaßte der Verfasser H. Schedling, drei einzelne Pk. zu einer sternförmigen Figur zusammenzuschieben. Dies wurde durchgeführt, und das aus den drei kleinen Kugeln bestehende Teilchen lag neben einer Selenkugel, deren kreisförmiges Bild etwa den gleichen Durchmesser hatte wie das Bild der drei zusammengeschobenen Körperchen. Das Bild des dreifachen Teilchens konnte gut von dem des einfachen unterschieden werden, und zwar bei rein visueller Betrachtung wie auch im UV.-Bild und auch von solchen Beobachtern, welche die Genesis der beiden Figuren nicht kannten. Da aber das dreifache Teilchen einen mittleren Durchmesser hatte, der doch noch etwas größer war als der von Selen Nr. 90, hat H. Schedling neuerdings drei Einzelteilchen zusammengerollt. Der mittlere Durchmesser dieser neuen Figur war nun kleiner als der von Selen Nr. 90. Die Unregelmäßigkeit dieses neuen Präparats ist wieder deutlich erkennbar. Diese Tatsache sei durch eine Zeichnung illustriert, weil die Erscheinung bei der Reproduktion der photographischen Platten verwischt wird.

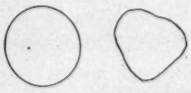


Fig. 5. Selenkugel und Dreifachteilchen

Eine genaue Angabe der Größe der drei kleinen zusammengeschobenen Körperchen ist nicht möglich, jedes von ihnen dürfte schätzungsweise einen Radius von 5 bis $6 \cdot 10^{-6}$ cm besitzen. Selen Nr. 90 weicht also von einer Kugel viel weniger ab als das Dreifachteilchen. Bedenkt man noch, daß dieses Teilchen unter den gleichen Versuchsbedingungen entstanden ist wie große Selenkugeln, so ist die Kugelform von Selen Nr. 90 äußerst plausibel gemacht.

§ 13. Beleuchtet man eine Selenkugel, deren Kugelgestalt vermöge ihrer Größe noch völlig sichergestellt ist, mit Licht aus einem Polarisationskondensor und betrachtet die Polarisationsfigur, die im Analysatorokular erscheint, dann entsteht bei bestimmter Stellung des Polarisators gegen den Analysator eine völlig symmetrische Figur, wie sie aus der nachstehenden Abbildung (Fig. 6) ersichtlich ist. Völlig abweichend sind die Polarisationsfiguren, die durch nichtkugelförmige Gebilde entstehen. Die symmetrische, für Kugeln charakteristische Polarisationsfigur ist bei nichtkugelförmigen Körpern bei keiner Stellung des Analysators bzw. Polarisators erreichbar. Selen Nr. 90 wies nun deutlich die für Kugeln charakteristische Polarisationsfigur auf.

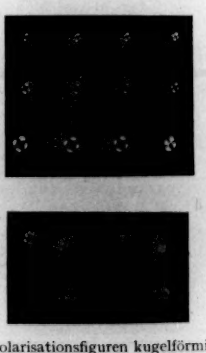


Fig. 6. Polarisationsfiguren kugelförmiger und nichtkugelförmiger Selenteilchen

§ 14. Die kleinsten Körper, die der direkten Behandlung hinsichtlich der Bestimmung von Größe und Ladung unterzogen werden können, haben also Halbmesser von der Größenordnung der halben Wellenlänge des verwendeten UV.-Lichtes.

Weiter sei daran erinnert, daß im Dunkelfeld bei genügender Apertur der Beleuchtung und Beobachtung auch noch Probekörper der eigentlich kolloidalen Größenordnung mit einem

Radius von $1 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-6}$ cm in Steig- und Fallbewegung einzeln beobachtet werden können. Aus der ebenfalls deutlich beobachtbaren Farbe der Probekörper kann man nach bekannten Methoden die Größe berechnen. Diese Bestimmung stimmt mit der aus der Fallgeschwindigkeit gut überein. Es sind dies jene Teilchen, an denen der Verfasser ursprünglich die Ladungen kleiner als die Elektronenladung aufgefunden hat. (Vgl. zu diesem Paragraph: [14, 54, 69, 80, 81, 86, 141–153].)

Schluß

Der Verfasser glaubt, in dieser Übersicht über die Entwicklung der Frage der Ladungen einzelner mikroskopischer oder submikroskopischer Kugeln gezeigt zu haben, daß die Ladungen kleiner als das Elektron sich bei jeder Überprüfung wieder ergeben und daß insbesondere auch die direkte mikroskopische Größenbestimmung einen erneuten Beweis für die Richtigkeit der Voraussetzungen der Methode und damit für die Realität der Ladungen kleiner als das Elektron gebracht hat.

Der Rockefeller Foundation sei für die materielle Unterstützung, welche sie diesen Untersuchungen angedeihen ließ, herzlichst gedankt.

Zusammenfassung

Im ersten Teil wird die historische Entwicklung der Untersuchungen der Ladungen von einzelnen Teilchen und die Grundlagen der Meßmethode erörtert. Dabei wird insbesondere der Fortschritt besprochen, der durch die Messung und Beobachtung desselben Pk. bei verschiedenen, insbesondere bei hohen Gasdrücken erzielt wird.

Im zweiten Teil wird eine Methode besprochen, die es gestattet, einen einzelnen Pk., nachdem er der Messung im Kondensator unterzogen worden ist, auf ein Plättchen niederzuschlagen und ihn der mikroskopischen bzw. mikrophotographischen Untersuchung zuzuführen. Weiter wird ein Verfahren beschrieben, mit dessen Hilfe aus der scheinbaren Größe des mikrophotographischen Bildes auf die wahre Größe des Pk. geschlossen und somit die Größe des Pk. ohne Benützung des Widerstandsgesetzes bestimmt werden kann. Hierbei ergeben sich wieder Ladungen kleiner als das Elektron.

Literaturverzeichnis

1) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Anz. 4. III. 1909.
2) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Anz. 21. IV. 1910.
3) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Anz. 12. V. 1910; Wiener Ber. (IIa) **119**, 815, 1910.
4) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **11**, 619, 1910.
5) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **11**, 940, 1910.
6) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **12**, 94, 1911.
7) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **12**, 261, 1911.
8) F. Ehrenhaft, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 1187, 1913.
9) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Anz. 4. XII. 1913.
10) F. Ehrenhaft, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **15**, 1350, 1913.
11) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Anz. 19. II. 1914.
12) F. Ehrenhaft, Wiener Ber. (IIa) **123**, 53, 1914.
13) F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. (4) **44**, 657, 1914.
14) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **15**, 952, 1914.
15) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **16**, 227, 1915.
16) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **18**, 352, 1917.
17) F. Ehrenhaft, Ann. d. Phys. (4) **56**, 1, 1918.
18) R. A. Millikan, Physik. Zeitschr. **11**, 1097, 1910.
19) R. A. Millikan, Phys. Rev. **31**, 92, 1910.
20) R. A. Millikan, Phys. Rev. **32**, 349, 1911.
21) R. A. Millikan und H. Fletcher, Physik. Zeitschr. **12**, 161, 1911.
22) R. A. Millikan, Phys. Rev. **2**, 109, 1913.
23) R. A. Millikan, Phys. Rev. **1**, 97, 1913.
24) R. A. Millikan, Physik. Zeitschr. **14**, 796, 1913.
25) R. A. Millikan, Phys. Rev. 8. XII. 1916.
26) R. A. Millikan, Ann. d. Phys. **50**, 729, 1916.
27) R. A. Millikan, Philos. Mag. **34**, 1, 1917.
28) Vgl. Nr. 15, S. 229!
29) E. Cunningham, Proc. Roy. Soc. London (A) **83**, 357, 1910.
30) M. Knudsen und S. Weber, Ann. d. Phys. (4) **36**, 981, 1911.
31) A. Schidlof und J. Murczynowska, Arch. Sc. phys. nat. **40**, 386 u. 486, 1915.
32) Y. Ishida, Phys. Rev. **21**, 561, 1923.
33) Y. Ishida, I. Fukushima und T. Suetsugu, Sc. Pap. Inst. of Phys. and Chem. Res., Tokyo **32**, 57, 1937.
34) Y. Ishida, Sc. Pap. Inst. of Phys. and Chem. Res. Tokyo **32**, 233, 1937.
35) Vgl. z. B. P. S. Epstein, Phys. Rev. **23**, 710, 1924.
36) F. Zerner, Physik. Zeitschr. **16**, 10, 1915.
37) Irene Parankiewicz, Wiener Ber. (IIa) **126**, 1276, 1917.
38) K. Przibram, Physik. Zeitschr. **11**, 630, 1910.
39) K. Przibram, Wiener Ber. (IIa) **119**, 869, 1910.
40) K. Przibram, Physik. Zeitschr. **12**, 62 u. 260, 1911.
41) K. Przibram, Wiener Ber. (IIa) **120**, 49, 1911.
42) E. Regener, Physik. Zeitschr. **12**, 135, 1911.
43) A. Joffé, Physik. Zeitschr. **12**, 268, 1911.
44) K. Przibram, Wiener Ber. (IIa) **120**, 639, 1911.
45) E. Weiß, Physik. Zeitschr. **12**, 630, 1911.

46) E. Weiß, Wiener Ber. (IIa) **120**, 1021, 1911.
47) K. Przibram, Physik. Zeitschr. **13**, 106, 1912.
48) K. Przibram, Wiener Ber. (IIa) **121**, 949, 1912.
49) A. Mayer, Wiener Ber. (IIa) **121**, 1097, 1912.
50) A. Mayer, Physik. Zeitschr. **13**, 754, 1912.
51) J. Roux, Ann. de Ch. et de Phys. **39**, 69, 1913.
52) Marg. Vogl, Wiener Ber. (IIa) **122**, 1885, 1913.
53) J. Lee, Phys. Rev. (2) **4**, 420, 1914.
54) D. Konstantinowsky, Wiener Ber. (IIa) **123**, 1697, 1914.
55) D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. (4) **46**, 261, 1914.
56) D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. (4) **48**, 57, 1915.
57) F. Ehrenhaft und E. Wasser, Philos. Mag. **2**, 30, 1926.
58) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **27**, 859, 1926.
59) A. Schidlof und A. Karpowicz, Comptes Rend. **158**, 1992, 1914.
60) A. Schidlof und A. Karpowicz, Physik. Zeitschr. **16**, 42, 1915.
61) A. Schidlof, Physik. Zeitschr. **16**, 373, 1915.
62) A. Targonski, Comptes Rend. **161**, 778, 1915.
63) A. Targonski, Actes de la Soc. Helv. Sc. Geneve, S. 128, 1915 (Sept.).
64) A. Schidlof und A. Karpowicz, Arch. Sc. Gen. **41**, 1916 (Febr.).
65) A. Targonski, Arch. Sc. Gen. **41**, 189 u. 269 u. 357, 1916.
66) A. Targonski, Arch. Sc. Gen. (4) **43**, 283, 1916.
67) A. Schidlof, Arch. Sc. Gen. (4) **43**, 217, 1917.
68) A. Snethlage, Amsterdam Proc. **19**, 1006, 1917.
69) Irene Parankiewicz, Physik. Zeitschr. **18**, 567, 1917.
70) Irene Parankiewicz, Physik. Zeitschr. **20**, 75, 1919.
71) E. Rie, Ann. d. Phys. (4) **63**, 759, 1920.
72) E. Radel, Zeitschr. f. Phys. **3**, 63, 1920.
73) E. Radel, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. (3) **1**, 72, 1920.
74) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **21**, 675, 1920.
75) R. Fürth, Zeitschr. f. Phys. **3**, 422, 1920.
76) F. Ehrenhaft und D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. **63**, 773, 1920.
77) K. Wolter, Zeitschr. f. Phys. **6**, 339, 1921.
78) R. Fürth, Zeitschr. f. Phys. **7**, 406, 1921.
79) M. König, Zeitschr. f. Phys. **11**, 253, 1922.
80) E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **27**, 203, 1924.
81) E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **27**, 226, 1924.
82) S. Taubes, Ann. d. Phys. **76**, 629, 1925.
83) J. Mattauch, Zeitschr. f. Phys. **32**, 439, 1925.
84) Th. Sexl, Zeitschr. f. Phys. **26**, 371, 1924.
85) Th. Sexl, Phys. Rev. **26**, 92, 1925.
86) J. Mattauch, Zeitschr. f. Phys. **37**, 803, 1926.
87) M. Reiss, Zeitschr. f. Phys. **39**, 631, 1926.
88) J. Mattauch, Zeitschr. f. Phys. **40**, 551, 1927.
89) F. Ehrenhaft, Phil. Mag. **49**, 633, 1925.
90) E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **39**, 247, 1926.
91) R. Sanzenbacher, Zeitschr. f. Phys. **39**, 251, 1926.
92) J. Derieux, Phys. Rev. **11**, 203, 1918.
93) K. Scharf, Zeitschr. f. Phys. **49**, 827, 1928.
94) M. Hake, Zeitschr. f. Phys. **15**, 110, 1923.
95) R. Nestle, Zeitschr. f. Phys. **77**, 174, 1932.
96) K. Schäfer, Zeitschr. f. Phys. **77**, 198, 1932.
97) A. Lustig und M. Reiss, Zeitschr. f. Phys. **79**, 696, 1932.
98) R. Nestle und K. Schäfer, Zeitschr. f. Phys. **81**, 700, 1933.
99) Vgl. Nr. 5, S. 952!
100) E. Regener, Berliner Ber., **32**, 362, 1920.
101) I. Langmuir, Journ. Am. Chem. Soc. **40**, 1361, 1918.
102) F. Paneth, Zeitschr. f. phys. Chem. **101**, 445, 480, 1922.
103) Vgl. Th. Sexl, Zeitschr. f. Phys. **16**, 40, 1923.
104) G. C. Schmidt, Zeitschr. f. phys. Chem. **108**, 128, 1924.
105) F. Durau, Zeitschr. f. Phys. **37**, 419, 1926.
106) M. Reinganum, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., **12**, 1025, 1910.
107) E. Meyer und W. Gerlach, Elster-Geitel-Festschrift, S. 196, 1915.
108) Irene Parankiewicz, Physik. Zeitschr. **19**, 280, 1918.
109) R. Bär, Arch. Genève (5) **1**, 237, 1919.
110) R. Bär, Ann. d. Phys. **59**, 393, 1919.
111) R. Bär, Verh. d. Schw. Naturf. Ges., 100. Jahresvers. Lugano, II. Teil, S. 82, 1920.
112) R. Bär und F. Luchsinger, Physik. Zeitschr. **22**, 225, 1921.
113) R. Bär, Physik. Zeitschr. **22**, 615, 1921.
114) R. Bär, Arch. Genève (5) **3**, 325, 1921.
115) R. Bär, Naturwiss. **10**, 322, 1922.
116) R. Bär, Naturwiss. **10**, 344, 1922.
117) R. Bär, Ann. d. Phys. (4) **67**, 157, 1922.
118) Vgl. auch F. Ehrenhaft, Naturwiss. **10**, H. 45, 1922.
119) E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **45**, 561, 1927.
120) J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **25**, 620, 1924.
121) H. Trebitsch, Zeitschr. f. Phys. **39**, 607, 1926.
122) F. Ehrenhaft, Zeitschr. f. Phys. **37**, 816, 1926.
123) H. Feiner, Zeitschr. f. Phys. **59**, 731, 1930.
124) S. Virtel, Zeitschr. f. Phys. **59**, 771, 1930.
125) M. Slopkovitzer, Zeitschr. f. Phys. **59**, 754, 1930.
126) O. Trauner, Zeitschr. f. Phys. **46**, 237, 1927.
127) F. Ehrenhaft und E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **37**, 820, 1926.
128) M. Reiss, Zeitschr. f. Phys. **39**, 623, 1926.
129) F. Ehrenhaft, Estratto dagli Atti del Congresso Internazionale dei Fisici Como, Sept. 1927 (5), N. Zanichelli, Bologna 1928.
130) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **33**, 973, 1932.
131) F. Ehrenhaft, Congrès International de l Electricité, Paris 1932, Ire section, commun. Nr. O-C.
132) Vgl. A. Michels und R. O. Gibson, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 288, 1931.
133) E. Wasser, Zeitschr. f. Phys. **78**, 492, 1932, und F. Ehrenhaft, Zeitschr. f. Phys. **80**, 402, 1933.
134) Siehe Nr. 12, Tafel III!
135) F. Ehrenhaft, Naturwiss. **23**, 70, 1935.
136) F. Ehrenhaft, Comptes Rend. **203**, 850, 1936.
137) R. Gans, Ann. d. Phys. Band 78, 1925.
138) E. Spenke, Ann. d. Phys. **1**, 7, 1929.
139) J. Perrin, Die Atome, 1911, Deutsche Ausgabe von Lottermoser.
140) F. Ehrenhaft, Comptes Rend. **204**, 39, 1937.

141) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (5) **12**, 81, 1881.
142) J. J. Thomson, Rec. Res. in El. and M., S. 437, 1893.
143) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **5**, 387, 1904.
144) G. Mie, Ann. d. Phys. (4) **25**, 377, 1908.
145) P. Debye, Ann. d. Phys. (4) **30**, 57, 1909.
146) Gerda Laski, Physik. Zeitschr. **19**, 369, 1918.
147) J. Mattauch, Wiener Ber. (IIa) **129**, 867, 1920.
148) D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. (4) **46**, 261, 1915.
149) Gerda Laski, Wiener Ber. (IIa) **126**, 601, 1917.
150) Gerda Laski, Ann. d. Phys. (4) **53**, H. 9, 1, 1917.
151) E. Schmid, Wiener Ber. (IIa) **129**, 813, 1920.
152) Irene Parankiewicz, Wiener Ber. (IIa) **127**, 1445, 1918.
153) Irene Parankiewicz, Ann. d. Phys. (4) **57**, 489, 1918.
154) Vgl. E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. **5**, 30, 1921.
155) Th. Sexl, Wiener Ber. (IIa) **132**, 139, 1923.
156) L. W. McKeehan und J. Zeleny, Physik. Zeitschr. **11**, 78, 1910; L. W. McKeehan, Physik. Zeitschr. **12**, 707, 1911; Phys. Rev. **33**, 153, 1911.
157) F. Ehrenhaft, Physik. Zeitschr. **10**, 308, 1909; Wiener Ber. (IIa) **118**, 321, 1909.

Der Verfasser möchte noch folgende einschlägige Arbeiten anführen, ohne jedoch auf Vollständigkeit Anspruch zu erheben:

P. Arendt und H. Kallinann, Zeitschr. f. Phys. **35**, 421, 1925.
E. Bäcklin und H. Flemberg, Nature **137**, 655, 1936.
A. Berkowitsch, Helv. Phys. Acta **6**, 259, 1933 und **7**, 170, 1934.
S. Chapman, Physics **5**, 1950, 1934.
H. Daecke, Physik. Zeitschr. **25**, 624, 1924; Zeitschr. f. Phys. **31**, 552, 1925 u. **36**, 143, 1926.
J. M. Eglin, Phys. Rev. (2) **22**, 161, 1923.
W. Ehlers, Diss. Hamburg 1921.
F. Ehrenhaft, Comptes Rendues, Paris, **158**, 1071, 1914; Kolloid Zeitschr. **31**, 239, 1922; Zeitschr. f. Phys. **39**, 603, 1926 und **45**, 557, 1927 und **41**, 708, 1927; F. Ehrenhaft und K. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. **58**, 199, 1919; F. Ehrenhaft und E. Wasser, Philos. Mag. **5**, 225, 1928; Zeitschr. f. Phys. **59**, 727, 1930.
H. Fletcher, Physik. Zeitschr. **16**, 316, 1915.
R. Fürth, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **21**, 517, 1919.
W. Gerlach, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **24**, XI, 1916.
Ch. E. Guye, Arch. Sc. Genève **39**, 190, 1915 und **41**, 66, 1916.
F. v. Hauer, Ann. d. Phys. **61**, 303, 1920.
G. Jäger, Wiener Ber. (IIa) **122**, 969, 1913 und **123**, 867, 1914.
A. Joffé, Münchner Akad. Ber. **19**, 1913.
G. Kellström, Nature **136**, 682, 1935.
P. Koch und B. Kreiss, Zeitschr. f. Phys. **32**, 384, 1925.
W. König, Naturwiss. 5, Heft **23** und **30**, 1917.
K. Konstantinowsky, Physik. Zeitschr. **16**, 369, 1915; Ann. d. Phys. **49**, 881, 1916; Naturwiss. **6**, Heft 29, 30, 32, 33, 1918.
A. Lampa, Wiss. n f. Alle **29**, I, 1911.
L. I. Lassalle, Phys. Rev. (2) **17**, 354, 1921.
E. I. Lorenz, Philos. Mag. (7), **1**, 499, 1926.
A. C. Lunn, Phys. Rev. **34**, 478, 1912 und **35**, 227, 1912.
A. Lustig und M. Reiss, Zeitschr. f. Phys. **84**, 131, 1933; Physik. Zeitschr. **35**, 340, 1934.
J. Mende, Mathem. es Phys. Lapok Budapest, Jahrg. 1915, S. 181.
E. Meyer, Ann. d. Phys. **57**, 628, 1918; E. Meyer und W. Gerlach, Ann. d. Phys. (4), **45**, 177, 1914 und **47**, 227, 1915 und **48**, 718, 1915.
R. A. Millikan, Transact. Am. Electrochem. Soc. **21**, 185, 1912; Phys. Rev. **34**, 398, 1912; R. A. Millikan und H. Fletcher, Philos. Mag. **21**, 753, 1911; The Electron, The University of Chicago Press 1918 und eine zweite Aufl., Deutsch: Fr. Vieweg, Braunschweig 1922; Phys. Rev. **22**, 1, 1923 und **35**, 1231, 1930.
G. Mönch, Physik. Zeitschr. **34**, 77, 1933.
J. Perrin, Comptes Rendus, Paris, **152**, 1165 1168, 1911.
T. Petschalski, Comptes Rendus, Paris, **49**, 185, 1927.
G. Placzek, Zeitschr. f. Phys. **55**, 81, 1929.
R. Pohl, Jahrb. f. Radio u. Elektro **8**, 406, 1911.
L. Pokorski, Journ. Russ. phys.-chem. Ges. **44**, 340, 1912.
Satiendra Ray, Ann. d. Phys. **77**, 99, 1925.
E. Regener, Naturwiss. **11**, 17, 1923 und **14**, 219, 1926.
H. Rohmann, Zeitschr. f. Phys. **17**, 253, 1923.
J. Roux, Comptes Rendus, Paris, **152**, 1168, 1911 und **155**, 1490, 1912.
A. Schidlof, Comptes Rendus, Genève, **35**, 61, 63, 1918; A. Schidlof und St. Maliniak, Comptes Rendus, Genève, **36**, 22, 1919; A. Schidlof und Murczynowska, Comptes Rendus, Genève, **156**, 304, 1913.
L. Schiller, Zeitschr. f. Phys. **14**, 6, 1923.
E. Schmid, Physik. Zeitschr. **22**, 438, 1921.
E. Schrödinger, Physik. Zeitschr. **16**, 289, 1915.
K. Sitte, Physik. Zeitschr. **34**, 473, 1933 und **35**, 345, 1934.
M. Smoluchowski, Physik. Zeitschr. **16**, 318, 375, 1915.
R. Whitlaw-Gray und H. S. Patterson, Smoke, Edw. Arnold & Co., London 1932.
Yü Chen Yang, Ann. d. Phys. **76**, 333, 1925.
F. Zerner, Physik. Zeitschr. **16**, 10, 1915 und **17**, 165, 1916.

Wien, Mai 1938.

(Eingegangen 4. August 1938)

Streuung von Röntgenstrahlen an Beryllium unter kleinen Winkeln

Von K. Alexopoulos und S. Peristerakis

1. Einleitung

Vor einiger Zeit wurden von Scharwächter[1]) Messungen über die an Beryllium gestreute Röntgenstrahlung veröffentlicht. Durch Vergleich der experimentell gefundenen Winkelverteilung mit der theoretisch erwarteten sollte die Anzahl der freien Elektronen im Kristallgitter bestimmt werden. Seine Messungen erstreckten sich über den Bereich von etwa

$$\frac{\sin\theta/2}{\lambda} = 0{,}04 - 0{,}5$$

und ergaben eine Kurve, die sich am besten an jene anschmiegt, welche sich berechnen läßt aus der Annahme, daß im Beryllium zwei Leitungselektronen pro Atom vorhanden sind. Zur Aufstellung der theoretischen Kurve mußte der Verlauf der inkohärenten Streustrahlung, welche von den freien Elektronen herrührt, bekannt sein. Dieser ist von Debye[2]) berechnet worden, allerdings unter der Voraussetzung, daß die Elektronen die Temperatur Null hatten und daß sie durch die periodischen Potentialschwankungen des Kristallgitters in ihrer freien Bewegung nicht behindert sind.

Die Nichterfüllung obiger Voraussetzungen würde hauptsächlich bei kleinen Winkeln Abweichungen erwarten lassen. Es wurden infolgedessen in der vorliegenden Arbeit Versuche unternommen, um die Streuverteilung bis zu kleinen Winkeln zu verfolgen. Der untersuchte Bereich erstreckt sich von 2°45′ bis 11°30′, entsprechend den $\frac{\sin\theta/2}{\lambda}$-Werten 0,013 und 0,054. Bei den Messungen, welche photographisch erfolgten, wurde das gleiche *Be*-Stück (Reinheit 99,97 Proz.) benützt, mit welchem Scharwächter seine Meßkurve erhielt, so daß ein direkter Anschluß der erhaltenen Meßresultate an seine Kurve möglich ist[3]).

2. Versuchsanordnung

Die Messung der unter kleinen Winkeln gestreuten Strahlung gestaltet sich nicht so einfach wie bei großen, erstens wegen der Nähe des primären Strahles, welcher um etwa 8 Größenordnungen intensiver als der gestreute ist, und zweitens wegen der kleinen absoluten Intensität der Streustrahlung bei solchen Winkeln, welche eine sehr lange Expositionsdauer (33 Stunden) nötig macht. Es mußte deshalb jede unerwünschte Strahlung von den photographischen Platten sorgfältig abgehalten werden.

Der Primärstrahl wurde durch zwei Spalte aus Blei von 0,4 mm Breite und 0,9 mm Höhe im Abstande von 40 mm definiert. Die Streuung des Primärstrahles an den Rändern des zweiten Spaltes wurde durch einen weiteren Spalt unschädlich gemacht. Dieser dritte Spalt, welcher im Abstande von 80 mm vom zweiten aufgestellt war, konnte optisch derart eingestellt werden, daß die Spaltränder sich dem Primärstrahl bis auf $^2/_{10}$ mm nähern konnten, ohne ihn zu berühren. Hinter dem dritten Spalt war das *Be*-Plättchen aufgestellt. Zu beiden Seiten des Primärstrahles im Abstande von 115 mm vom streuenden *Be*-Stück befanden sich zwei mit schwarzem Papier verschlossene Kassetten, welche die photographischen Filme trugen. Das Spaltsystem mitsamt dem *Be*-Stück und den Kassetten befand sich in einem evakuierbaren Rohr. Der Ein- und Austritt der Strahlen erfolgte durch Öffnungen in den Verschlußdeckeln, welche mit Cellophanfolien verschlossen waren. Um nicht nach jeder Exposition das ganze Spaltsystem, welches auf einer Platte montiert war, aus dem Rohr herausnehmen zu müssen, wurden die Kassetten sowie der Halter des *Be*-Stückes an einer besonderen Platte befestigt, welche durch Stifte immer an die gleiche Stelle zurückgebracht werden konnte. Zum vollkommenen Schutz gegen unerwünschte Schwärzung durch z. B. mehrfache Streuung an den Rohrwänden usw. wurde der Strahlengang vom *Be*-Stück bis zur Platte durch eine Messinghülle geschützt.

Die Messung der Schwärzung erfolgte photometrisch. Jede Aufnahme wurde nur längs eines 6 mm breiten Streifens geschwärzt, so daß für jeden Meßpunkt der Schwärzungsunterschied gegen die danebenliegenden unexponierten Stellen des Films bestimmt werden konnte. Auf jedem Film wurde eine Schwärzungsskala erzeugt, so daß die Eichung des Photometers für jeden Film einzeln erfolgte und dadurch eine Unabhängigkeit von den Bedingungen beim Entwickeln usw. gewährleistet war.

Als Strahlenquelle diente eine Röhre mit Eisenantikathode, welche mit 30 mA bei 35 kV belastet wurde. Es wurde weder ein Monochromator noch ein Filter benützt, so daß im folgenden mit einer mittleren Wellenlänge von 1,84 AE gerechnet wird.

1) W. Scharwächter, Physik. Zeitschr. **38**, 165, 1937.
2) P. Debye, Physik. Zeitschr. **38**, 161, 1937.
3) Es sei uns auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Dr. Scharwächter für die liebenswürdige Überlassung des *Be*-Plättchens bestens zu danken.

3. Messungen

Zur Feststellung, ob die Schwärzung ausschließlich von Streuung an *Be* herrührte, wurden Aufnahmen ohne *Be* gemacht, welche gleich lang belichtet wurden, wie die bei den eigentlichen Messungen. Es ließ sich keine Spur einer Schwärzung feststellen.

Jede Aufnahme ist an 13 Punkten photometriert worden. Die aus 5 Aufnahmen erhaltenen Kurven wurden bei $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} = 0{,}0305$ einander gleichgesetzt. Vor dem Vergleich mit den theoretischen Kurven mußte auf Polarisation und Absorption korrigiert werden. Der Polarisationsfaktor $\frac{1+\cos^2\vartheta}{2}$ bewirkte eine Korrektion von etwa 2 Proz. Der Absorptionskoeffizient wurde experimentell (mit Hilfe eines Spitzenzählers) zu 1,87 cm^{-1} bestimmt, so daß diese Korrektur weniger als 1 Proz. ausmacht. In der Fig. 1 werden die in dieser Weise korrigierten

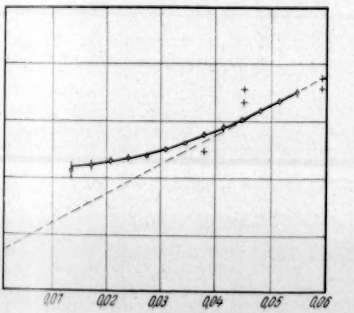


Fig. 1. Intensität der Streustrahlung.

Meßwerte angegeben. Durch vertikale Striche sind die mittleren Fehler angedeutet. Zum Vergleich ist beim Punkte $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} = 0{,}0544$ die Kurve von Scharwächter (gestrichelt) angeschlossen. Weiter sind die einzelnen Meßpunkte Scharwächters durch Kreuze eingezeichnet. Wie man ersieht, schließen sich die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung gut an seine Meßkurve an.

4. Diskussion

Die Kurve der Streuintensität setzt sich nicht geradlinig nach kleineren Winkeln fort, wie Scharwächter annahm, sondern zeigt eine merkbare Krümmung. Dieser bei kleinen Winkeln erscheinende zusätzliche Streubetrag kann nicht von unerwünschter Sekundärstrahlung (z. B. durch Streuung an den Luftresten) herrühren, da dieser Überschuß intensiv genug wäre, um bei den Leeraufnahmen eine merkbare Schwärzung zu erzeugen. Bei der Annahme eines geradlinigen Gesetzes ist wegen der Divergenz des primären Strahlenbündels eine scheinbare Krümmung zu erwarten; diese zusätzliche Schwärzung rührt davon her, daß auf einen bestimmten Punkt des Filmes auch Strahlen auftreffen, die unter größeren Winkeln gestreut worden sind, als sich aus der Geometrie der Achsenrichtungen errechnen läßt. Bei genauer Durchrechnung ergibt sich für den Punkt, welcher der Achse am nächsten liegt ($\vartheta = 2°45'$) wegen der endlichen Breite des Spaltes eine Winkelundefiniertheit von etwa $\pm 35'$ und wegen der endlichen Höhe $52'$. Da solche Korrektionen bei kleinen Winkeln mehr ausmachen als bei großen, so ergibt sich eine Krümmung, diese ist jedoch viel kleiner als die beobachtete. Es bleibt im folgenden noch zu besprechen, ob diese Krümmung etwa darauf zurückzuführen wäre, daß die Primärstrahlung nicht monochromatisch, sondern aus mehreren diskreten Linien, sowie aus dem kontinuierlichen Bremsspektrum besteht[1]). Wenn die Meßkurve tatsächlich bis zum Streuwinkel Null geradlinig wäre, so müßte beim Vorhandensein eines breiten Spektrums durch Superposition wieder eine gerade Linie und auf keinen Fall eine Krümmung sich ergeben. Es scheint somit, daß die Existenz einer Krümmung als sicher betrachtet werden kann.

In Fig. 2 wird die Streukurve von Scharwächter, vervollständigt durch die vorliegenden Messungen, wiedergegeben.

Zum Vergleich sind die theoretischen Kurven mit eingezeichnet worden, und zwar die für kein freies Elektron in solchen Ordinaten, daß der gekrümmte Teil der Kurven (also bei kleinen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$-Werten) übereinstimmt, die für zwei freie Elektronen, so daß es beim geradlinigen Teil eine Übereinstimmung gibt. Die durchschnittlich bei weitem bessere Übereinstimmung mit der zweiten Kurve zwingt uns zur gleichen Ansicht wie Scharwächter, daß im *Be*-Gitter pro Atom zwei Leitungselektronen vorhanden sind.

1) Die verwendete Primärstrahlung ist spektroskopisch nicht untersucht worden, dürfte jedoch zu 80–90 Proz. aus *K*-Strahlung bestehen (vgl. Ledoux, Lebard und Dauvillier, Physique des Rayons X, S. 97).

Die Krümmung muß entweder den Fremdeinschlüssen (0,3 Promille Fe) oder dem Ungültigwerden der verwendeten theoretischen Formel

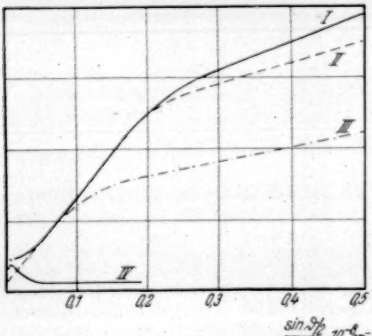


Fig. 2. Vergleich der experimentellen Kurve mit den theoretischen.
I = Exper. II = Theor. für zwei Leitungselektronen. III = Theor. für null Leitungselektronen. IV = Überschuß.

bei kleinen Winkeln zugeschrieben werden. Aus der Konzentration und den Dimensionen des *Be*-Gitters läßt sich der mittlere Abstand zweier *Fe*-Atome zu etwa 10^{-6} cm berechnen, was wegen der Interferenz der kohärent gestreuten Strahlung zu einem Debye-Scherrer-Ring bei $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} = 0{,}0065$ führt. Trägt man den experimentell festgestellten Überschuß über dem linearen Gesetz, welches theoretisch bei kleinen Winkeln erwartet wird, als Funktion der Variablen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ auf (Kurve IV der Fig. 2), so erhält man eine Verteilung, welche der Existenz eines solchen Ringes zugeschrieben werden könnte.

Ein Überschuß der Streustrahlung bei kleinen Winkeln gegenüber dem theoretisch erwarteten linearen Gesetz wird ebenfalls aus der nicht vollkommenen Entartung des Elektronengases bei $T = 300$ sofort verständlich. Bei dieser Temperatur erhält man eine Energieverteilung, welche nicht scharf bei $\zeta = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}$ abbricht, sondern welche allmählich, wenn auch steil, abnimmt. Für den Streuwinkel Null läßt sich das Verhältnis der wirksam streuenden Elektronen zur Totalanzahl zu $\frac{N_{\text{eff}}}{N_{\text{tot}}} = \frac{3kT}{2J}$ abschätzen[1]).

1) Obige Abschätzung verdanken wir Herrn Dr. A. Papapetrou, dem wir auch an dieser Stelle für wertvolle Diskussionen bestens danken möchten.

Wie man sieht, wird für $T = 0$ die effektive Elektronenzahl gleich Null, was von den Rechnungen Debyes verlangt wird.

Bei $T = 300$ wird für den speziellen Fall des *Be*-Atoms mit 2 freien Elektronen dieses Verhältnis $\frac{3}{4}\frac{1}{6}$. Aus der Verlängerung unserer Meßkurve ergibt sich $\frac{1}{3}$, d. h. ein etwa 45mal größerer Wert. Dieser große Wert ist vielleicht erklärbar, wenn man in Betracht zieht, daß für die Leitungselektronen im Kristallgitter das Fermische Energiespektrum durch die Brillouinschen Energiezonen zu ersetzen ist. Da Beryllium trotz der zwei freien Elektronen kein Isolator ist, muß auf eine Überlappung der erlaubten Energiebereiche geschlossen werden. Die wirklichen Kurven verlaufen im allgemeinen flacher als die entsprechende Parabel der Theorie des freien Fermigases (bei den Unstetigkeitsstellen sogar horizontal), so daß eine Zunahme der wirksamen Elektronenzahl im Kristallgitter gegenüber jener Anzahl, welche für ein freies Gas berechnet worden ist, verständlich wird.

Die genaue Ursache des beobachteten Überschusses wird erst durch weitere Versuche festzustellen sein.

Zusammenfassung

Die Streuung der Röntgenstrahlen an Beryllium ist von Scharwächter untersucht worden. Durch Vergleich der experimentell gefundenen Winkelverteilung mit der theoretisch erwarteten ist die Anzahl der Leitungselektronen zu zwei pro Atom bestimmt worden. Die Berechnung der theoretisch erwarteten Verteilung stützt sich auf die Voraussetzungen, daß die Leitungselektronen vollkommen frei sind und daß ihre Temperatur null Grad beträgt. Diese Voraussetzungen sind in Wirklichkeit nicht erfüllt, so daß im Experiment eine Abweichung von der theoretischen Kurve bei kleinen Winkeln zu erwarten wäre.

In der vorliegenden Arbeit sind Streuversuche im Winkelbereich zwischen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} = 0{,}013$ und $0{,}054$ ausgeführt worden, anschließend an die Messungen Scharwächters, welche sich von 0,04 bis 0,5 erstrecken. Die erhaltene Kurve schließt sich gut an seine Resultate an, zeigt jedoch bei ganz kleinen Winkeln eine Abweichung von der theoretischen Kurve, und zwar im erwarteten Sinne. Eine Abschätzung des erwarteten Temperatureffektes ergibt eine 45mal kleinere Abweichung. Es ist möglich, den Rest des Effektes durch den Einfluß des Kristallgitters zu erklären.

Physikalisches Institut der Universität Athen.

(Eingegangen 4. Juli 1938)

Die Rotation der Dipole in Lösungen

Von P. Girard und P. Abadie

Wir haben bei 20° C die fast vollständige Dispersions- bzw. Absorptionskurve im Gebiete der Hertzschen Frequenzen für eine Lösung von Propylalkohol in Hexan bestimmt, das Volumen des Alkohols betrug 40 Proz. des Volumens der Mischung.

Der Vergleich dieser Kurven mit den Dispersions- und Absorptionskurven von reinem Propylalkohol, die wir bereits vollständig bestimmt haben, zeigt unmittelbar die von den nicht polaren Molekülen des Verdünnungsmittels ausgeübte Wirkung auf die Rotation der Alkoholdipole im Wechselfeld.

Die Meßmethode wurde bereits beschrieben.[1]). Es ist eine aus der zweiten Drudeschen Methode hervorgegangene, aber in wichtigen Punkten modifizierte Methode der Lecherschen Drähte. Sie beruht auf der Verwendung der Resonanzkurven (Ablenkung des Galvanometers in Abhängigkeit von der Länge der Lecherschen Drähte), wobei die Drähte über eine komplexe Kapazität geschlossen werden. Aus dieser experimentell bestimmten Resonanzkurve kann man durch Vergleich mit Testflüssigkeiten, die bei den verwendeten Wellenlängen weder dispergieren noch absorbieren, die wirkliche Dielektrizitätskonstante der den Kondensator ausfüllenden Flüssigkeit und ihren Absorptionskoeffizienten ableiten. Die Methode gestattet mit Sicherheit Messungen bis hinab zu Wellenlängen von 10 cm (erhalten durch Magnetron). Für höhere Frequenzen ist es schwierig, Testflüssigkeiten zu finden, deren Moleküle ein beachtliches permanentes Moment besitzen und weder dispergieren noch absorbieren.

Die Werte der Dielektrizitätskonstanten und des Absorptionskoeffizienten ergaben sich für jede Wellenlänge aus übereinstimmenden Messungen, die unter sehr verschiedenen Versuchsbedingungen ausgeführt wurden. Insbesondere wurde der Abstand der Lecherschen Drähte und die Kapazität der Kondensatoren verändert. Es ist schwierig, im Verlaufe einer Versuchsreihe, die sich über eine lange Zeit erstreckt, die Versuchsbedingungen, insbesondere die Temperatur, konstant zu halten. Aus diesem Grunde haben unsere Messungen keine größere Genauigkeit als 3 Proz. Aber innerhalb dieser Fehlergrenze geben sie die experimentelle Wirklichkeit getreu wieder.

Im oberen Teil der Fig. 1 sind die Dispersions- und Absorptionskurven des reinen Propylalkohols eingetragen, wobei für diesen Alkohol dieselbe Viskosität angenommen wurde wie die seiner Lösung in Hexan. Die Umrechnung wurde vorgenommen unter Benutzung der aus der Theorie folgenden Proportionalität der in den Gleichungen (2) vorkommenden Konstanten A mit der Viskosität. In der Tat zeigt der Versuch, daß die Lage dieser Kurven auf der Wellenlängenachse (Abszisse) von dieser Viskosität abhängt.

Die empirischen Ausdrücke von Drude:

$$\frac{\varepsilon' - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} = \frac{1}{1 + A^2\omega^2} \cdots \quad (1)$$

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} = \frac{A\omega}{1 + A^2\omega^2} \cdots \quad (2)$$

geben genau die Dispersion (1) bzw. Absorption (2) dieses reinen Alkohols wieder. Wir haben durch eine strichpunktierte Linie die Wellenlänge gekennzeichnet, die gleichzeitig dem Maximum der Absorptionskurve und der halben Höhe der Dispersionskurve entspricht.

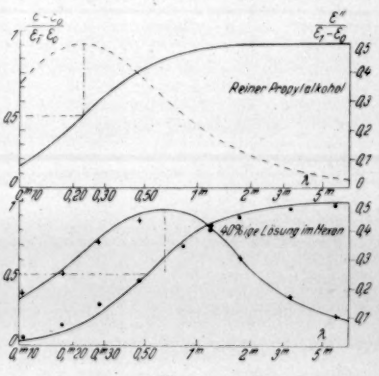


Fig. 1.

Im unteren Teil von Fig. 1 geben die experimentell gefundenen Punkte • die Dispersionskurve der Lösung des Alkohols im Hexan wieder. Der Vergleich mit der Dispersionskurve des reinen Alkohols zeigt zunächst eine wesentliche Verschiebung dieser Kurve nach größeren Wellenlängen. Die Wirkung der Hexanmoleküle auf die Alkoholdipole erscheint vergleichbar mit der die Rotation der Dipole hemmenden Wirkung einer starken Erhöhung der Viskosität.

Ein weiterer Effekt dieser Bremswirkung zeigt sich in der Neigung und Ausdehnung der Dispersionskurve der Lösung. Um diese Verschiedenheit der Neigung und Ausdehnung besser

[1]) P. Girard und P. Abadie, Journ. Phys. et Radium **8**, 441, 1937; P. Abadie, Diss. Faculté des Sciences, Paris 1936.

sichtbar zu machen, haben wir (voll ausgezogen) eine nach der Drudeschen Gleichung (1) berechnete Dispersionskurve wiedergegeben, wobei die Konstante A so gewählt wurde, daß die berechnete Kurve sich möglichst den experimentellen Punkten nähert.

Die durch die experimentellen Punkte ⊕ angegebene Absorptionskurve zeigt gleichfalls eindeutig den Bremseffekt, den die Alkoholdipole in ihrer Rotation erleiden.

Das abgeplattete Absorptionsmaximum dieser Kurve wird nur langsam erreicht, und die Wellenlänge, die diesem Maximum entspricht, stimmt nicht mehr mit der überein, bei der die halbe Höhe der Dispersionskurve erreicht wird.

Diese Wirkung des Verdünnungsmittels auf die Rotation der Alkoholdipole im Wechselfeld variiert übrigens mit der Natur des Verdünnungsmittels. Bei Verwendung von Benzol oder Äther, deren Moleküle bei $\lambda = 10$ cm weder dispergieren noch absorbieren, an Stelle von Hexan, erhielten wir nur Segmente von Dispersions- und Absorptionskurven. Sie sind gleichfalls nach großen Wellenlängen verschoben, aber viel weniger als im Falle des Hexans. Außerdem ist die Deformation der Absorptionskurve verglichen mit der Absorptionskurve des reinen Alkohols verschiedenartig.

Die Fig. 2 stellt die Dispersion und Absorption des durch Benzol verdünnten Propylalkohols dar. Zum Vergleich sind wieder die Dispersions- und Absorptionskurven des reinen Alkohols angeführt, berechnet unter der Voraussetzung, daß seine Viskosität gleich der der Lösung sei.

Es ist interessant, diese Versuchsergebnisse an Hand der neuen Theorie von Debye zu betrachten. Nach dieser Theorie ergibt sich die Orientierungspolarisation zu $\frac{\mu^2}{3kT} \cdot R_{(y)}$, wobei $R_{(y)}$ ein Reduktionsfaktor ist, der einem die Rotation der Dipole verhindernden Effekt entspricht. Unsere Versuche zeigen nun, welchen Anteil das Verdünnungsmittel und seine Molekularstruktur an dem „halbkristallinen" Zustand des Dipolmoleküls und an der dadurch verursachten Rotationsbehinderung nimmt.

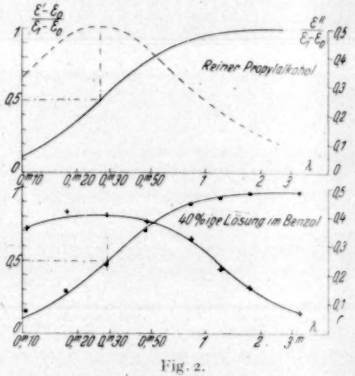


Fig. 2.

Die Lage der Dispersionskurve der reinen Alkohole auf der Wellenlängenachse hängt gleichfalls von der Molekularstruktur ab. So ergibt sich z. B. die Relaxationszeit des reinen Allylalkohols, der eine Doppelbindung besitzt, 2,5mal kleiner als die Relaxationszeit des reinen Propylalkohols, wenn man sie unter Zugrundelegung gleicher Viskosität berechnet.

Paris, Institut de Biologie Physico-Chimique.

(Eingegangen 26. Juni 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Allbuch in vier Bänden. Bd. III L–R, Bd. IV S–Z. Leipzig 1938. F. A. Brockhaus. Geb. RM je 12.50.

Der neue Brockhaus liegt nunmehr vollständig vor. Es wurde bereits in den Besprechungen des ersten und zweiten Bandes (diese Zeitschrift Bd. 38, S. 126 und Bd. 39, S. 55) gesagt, in welchem Umfang und in welchem Stile die physikalischen Stichworte behandelt sind. Nach Abschluß des Werkes kann man endgültig feststellen, daß das Werk dem Laien eine zuverlässige und gut verständliche Auskunft auf alle physikalischen Fragen gibt, die er billigerweise stellen kann. Dabei ist auch auf Querverweise großer Wert gelegt. Die beiden letzten Bände machen einen genau so guten Eindruck wie die bereits besprochenen; an diesem Urteil können kleinere Mängel nichts ändern. Es ist selbstverständlich, daß den Physiker die Frage, ob und wie in einem Lexikon des täglichen Lebens die physikalischen Begriffe behandelt sind, hauptsächlich vom didaktischen Standpunkt aus interessiert. Sehr

gut hat in dieser Hinsicht dem Referenten das Stichwort „Physik" gefallen, in dem auch eine bei der Beschränktheit des Raumes ausgezeichnete Darstellung der geschichtlichen Entwicklung der Physik gegeben wird.

Wenn es erlaubt ist – und von der Durchsicht vieler Begriffe kann man dazu das Vertrauen haben –, vom Standpunkt einer Wissenschaft aus ein so allgemeines Werk wie ein Lexikon zu beurteilen, so kann man das Werk wirklich empfehlen.

L. Bewilogua.

Rud. Seeliger, Angewandte Atomphysik. Eine Einführung in die theoretischen Grundlagen. 461 S. Mit 175 Abb. im Text. Berlin 1938. Julius Springer. Brosch. RM 24.—, geb. RM 26.—.

„In unvergleichlich größerem Umfange als früher ist der Ingenieur, vor allem der Elektrotechniker gezwungen, sich mit den Ergebnissen der atomphysikalischen Forschung vertraut zu machen. Die Elektrotechnik ist in den letzten Jahren hinausgewachsen über die klassische Elektrotechnik, die vorwiegend eine Anwendung Maxwellschen Gedankengutes war. Fruchtbare Entwicklungsarbeit ist heute auf vielen Gebieten nur zu leisten mit den Werkzeugen, die zur Verfügung gestellt werden von der modernen Atomphysik. Die Lehrpläne der Technischen Hochschulen tragen dem auch bereits in gewissem Umfange Rechnung, und dem Spezialisten stehen in Handbuchartikeln und monographischen Darstellungen Materialsammlungen, zum Teil vorzüglicher Art, zur Verfügung. Aber nicht nur für den Anfänger, der einer Fülle von Einzeldingen gegenübersteht, sondern auch für den vielgeplagten Mann der Praxis, der gelegentlich doch immer wieder gezwungen ist, sich über die Fragen außerhalb seines speziellen Arbeitsgebietes zu orientieren, ist es schwer, sich in dem einschlägigen physikalischen und für den Physiker bestimmten Schrifttum zurechtzufinden. Hier nun will das vorliegende Buch helfend eingreifen."

Mit dieser Bemerkung zeigt R. Seeliger, an welcher Stelle der heute schon außerordentlich vielgestaltigen Literatur über die Physik des Atoms er die Aufgabe seines neuen Buches sieht. Es handelt sich nicht um eine Darlegung der Anwendungen selbst, sondern um eine zusammenfassende Darstellung der atomtheoretischen Grundlagen für die Anwendungen. Bei einer derartigen Aufgabe muß die Auswahl schwierig und der Kritik besonders ausgesetzt sein. Mancher Leser wird von seinem speziellen Arbeitsgebiet her den einen oder anderen Wunsch unbefriedigt finden. Das muß bis zu einem gewissen Grade das Los eines jeden Buches sein, das umfassende Gebiete der Forschung auf begrenztem Raum darlegen soll und sich dabei durchaus nicht wie etwa ein Lehrbuch überall nur auf das Elementare beschränken kann. Im ganzen gesehen, wird aber der Leser dem Verfasser zugeben müssen, daß es ihm ausgezeichnet gelungen ist, die Gewichte richtig zu verteilen und die Bedeutung der einzelnen atomtheoretischen Wissenschaftsbereiche für die Anwendungen zutreffend abzuschätzen, wobei ihm seine langjährige enge Zusammenarbeit mit den Forschungsstätten der Technik von großem Nutzen gewesen sein dürfte. Seeliger bietet dem Ingenieur und technischen Physiker zur Ergänzung der ihm wohlbekannten phänomenologischen Physik gerade das, was heute darüber hinaus von der Atomistik schon gebraucht wird, ohne auch noch lehren zu wollen, was bei einem auf die Anwendungen gerichteten Blick jedenfalls heute noch nicht von unmittelbarem Nutzen ist. So ist von der Behandlung der Quantenmechanik und der Kernphysik abgesehen worden. Was die Gestaltung des Buches im einzelnen angeht, so berücksichtigt der Verfasser auch dabei unablässig die Bedürfnisse des Praktikers, der ja fast stets gezwungen ist, sich sein wissenschaftliches Werkzeug in kürzester Frist bereitzulegen. So wird z. B. bei jedem Kapitel in einer gedrängten Einleitung mit wenig Worten der Inhalt angegeben und weitere Literatur nachgewiesen.

Das Buch zerfällt in sieben Kapitel. Im ersten Kapitel ist alles Wesentliche aus der kinetischen Theorie der Gase behandelt. Besonders gefällt hier der Abschnitt über die Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung, und auch die wenigen Seiten über die Schwankungserscheinungen am Schluß des Kapitels werden bei der zunehmenden Bedeutung dieser Disziplin für den Ingenieur manchem recht dankenswert sein.

Das zweite Kapitel behandelt den Bau der Atome. Es wird gesprochen über Lichtquanten und Energiequanten; die Gesetze der Serienspektren und die Termsystematik werden kurz dargelegt. Die Erklärung der Spektren ist an Hand des anschaulichen mechanischen Atommodells gegeben. Es folgt eine Darlegung über die für den lichttechnisch arbeitenden Ingenieur wichtigen graphischen Darstellungen der Energieniveaus der Atome nebst einer Bemerkung über metastabile Zustände. Röntgenstrahlen, Theorie der Hohlraumstrahlung und eine ausgiebige Besprechung der elementaren Stoßvorgänge (kritische Spannungen, Ausbeutefunktion, optische Anregungsfunktion, Anlagerung, Wiedervereinigung, thermische Ionisation) schließen das Kapitel ab. — Man kann sich fragen, ob es heute noch berechtigt erscheint, den Bau der Atome nach der modellmäßigen Theorie abzuhandeln. Es wird aber wohl die Berechtigung dazu Seeliger um so weniger abzusprechen sein, als auch noch kürzlich erschienene bekannte Lehrbücher der theoretischen Physik und speziell der Quantentheorie den älteren Vorstellungen in weitestgehendem Maße Raum geben.

In einem dritten Kapitel werden die Verhältnisse der Elektronen im Hochvakuum behandelt: die Bewegung freier Ladungsträger in elektromagnetischen Feldern, der Massenspektrograph und das Braunsche Rohr. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in der Atmosphäre gibt Gelegenheit, die Grundlagen der Dispersionstheorie zu entwickeln und die Verhältnisse in der Heavisideschicht zu studieren. Die heute bereits technisch wichtige Elektronenoptik findet hier ihren Platz und schließlich die bereits seit langem behandelten Raumladungswirkungen von Trägerströmen, wie sie in der Röhrentechnik und Gleichrichtertechnik von grundlegender Bedeutung geworden sind.

Das folgende vierte Kapitel behandelt die Elektrizitätsleitung in Gasen. In diesem Kapitel ist in ausgezeichneter Darstellung auf 88 Seiten eine Übersicht über alles Wesentliche dieses vielgestaltigen Gebietes dem Leser dargeboten. Die einzelnen Nummern sind: die Bewegung der Träger in Gasen, die unselbständige Strömung, die Luftelektrizität,

das Plasma, die positive Säule, der Kathodenfall, die Lichtemission der Gasentladungen, die Ähnlichkeitsgesetze und das Zünden und Löschen von Entladungen.

Es folgt im fünften Kapitel die Elektrizitätsleitung in festen Körpern. Die Verhältnisse bei den Glühkathoden und der Photoeffekt machen eine theoretische Behandlung der metallischen Leitfähigkeit, also einige Ausführungen über die Elektronentheorie der Metalle erforderlich. Hier ist die Berührung mit Dingen der Praxis, die zum Teil bereits seit längerer Zeit Gegenstand theoretischer Bemühungen sind, besonders eng. Glühkathoden, Photoeffekt, Schrotteffekt, Funkeleffekt und Wärmerauschen werden behandelt. Es folgt die Elektronenbefreiung durch starke Felder und Stoßeffekte an Metallen. Aktivierte und sensibilisierte Kathoden sind von Bedeutung für die Photozellen, ebenfalls die Elektrizitätsleitung in Halbleitern. Hier kommen die Energiebändermodelle zur Sprache. Der Durchschlag fester Isolatoren dessen theoretische Behandlung noch nicht besonders weit gediehen ist beschließt dies Kapitel.

Es folgt die Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten; zunächst die bereits länger bekannte Theorie der elektrolytischen Leitung, sodann eine Darstellung der Grenzflächenvorgänge und schließlich eine Reihe von Mitteilungen über die Verhältnisse in isolierenden Flüssigkeiten.

Besonders interessant für den Elektroingenieur ist das letzte Kapitel, das den dielektrischen und magnetischen Stoffen gewidmet ist. Der Theorie der Dielektrizitätskonstante und die Behandlung der dielektrischen Anomalien folgt die Behandlung der Elektrostriktion der Piezoelektrizität und des Kerreffekts. In der nächsten Nummer findet sich die Darstellung der Theorie des Diamagnetismus, des Paramagnetismus sowie ein kurzer Abriß über die Grundlagen der Theorie des Ferromagnetismus, Betrachtungen über den Gitterbau der festen Körper schließen das Buch ab.

Der Leser des Seeligerschen Buches wird dem Verfasser gern bekunden, daß er es meisterhaft verstanden hat, Resultate der physikalischen Forschung, insbesondere auch schwierigere theoretische Gedankengänge dem Mann der Praxis in seiner Sprache nahezubringen. Das Buch ist frisch und lebendig geschrieben und hat viele gute Bilder. Obgleich es erst wenige Monate auf dem Markt ist, zeigt die günstige Aufnahme, die das Buch bereits bis jetzt gefunden hat, daß es tatsächlich eine Lücke in unserem Schrifttum ausfüllt; es wird vielen Physikern und Ingenieuren von großem Nutzen sein.

W. Fucks

Grimsehl-Tomaschek, Lehrbuch der Physik, Bd. II_2. Materie und Äther. 8. Aufl. Gr.-8°. IV u. 456 S. Mit 339 Abb. Leipzig und Berlin 1938. B. G. Teubner. Geb. RM 14.—.

Das Erscheinen einer neuen Auflage schon zwei Jahre nach der vorigen (vgl. diese Zeitschrift **38**, 37. 1937) zeigt, welch großer Beliebtheit sich das Buch erfreut. Der Umfang der neuen Auflage hat sich um 26 Seiten, die Zahl der Abbildungen um 25 erhöht durch Einfügung zweier neuer Abschnitte: „Der Bau der Kerne und deren Umwandlung" und „Geophysikalische Probleme der Elektrizität und des Magnetismus". Dieser war schon bei der vorigen Auflage geplant gewesen und enthält auch die Höhenstrahlung. In jenem liegt nun so viel gesichertes Erfahrungsmaterial vor, daß es die Behandlung in einem eigenen Abschnitt verdient. Die Behandlung der neuen Stoffe gibt den augenblicklichen Stand der Forschung treffend wieder.

Möbius

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Technischen Hochschule Hannover Dr. Oskar Vierling in Berlin für Hochfrequenztechnik, an der Universität Berlin Dr. Fritz Kröhnke für Chemie, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Hans Gebelein für Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Karl Maruhn für Mathematik, an der Universität Berlin Dr. Ludwig Biermann für Astronomie.

Ernannt: Der Dozent für Mathematik an der Universität Berlin Dr. Werner Weber zum a. o. Professor ebenda, der Dozent für feinmechanische Konstruktionen an der Technischen Hochschule Dresden Dr.-Ing. Werner Kniehahn zum a. o. Professor daselbst, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Kurt Schmieden zum ord. Professsor der Mathematik ebenda, der Dozent für Mathematik und Grundlagen der theoretischen Physik an der Universität Köln Dr. Hubert Cremer zum a. o. Professor ebenda, der Dozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Erich Thilo und der Dozent für Physik an der gleichen Hochschule Dr. Kurt Philipp zu a. o. Professoren daselbst, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Biochemie in Dahlem Dr. Adolf Butenandt zum Honorarprofessor an der Universität Berlin, der Dozent für Physik an der Universität Köln Dr. Egon Hiedemann zum a. o. Professor ebenda, der Dozent für angewandte Elektrizitätslehre an der Universität Bonn Dr. Wilhelm Lud. Schmitz zum a. o. Professor daselbst, an der Technischen Hochschule Karlsruhe der Direktor der Staatlichen Lebensmitteluntersuchungsanstalt daselbst Dr. Kurt Täufel zum a. o. Professor für Lebensmittelchemie, der Dozent für Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Wolfgang Finkelnburg zum a. o. Professor daselbst.

Lehrauftrag: Der Dozent Dr. Oskar Zdralek in Dresden an der Bergakademie Freiberg für Elektrotechnik.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für angewandte Chemie an der Bergakademie Freiberg Dr. Theodor Döring.

Ehrung: Dem Honorarprofessor an der Technischen Hochschule München und Generalinspektor für das deutsche Straßenwesen Dr. Fritz Todt wurde der Deutsche Nationalpreis für 1938 verliehen.

Deutscher Verband für die Materialprüfungen der Technik. Geschäftsstelle: Berlin NW 7, Dorotheenstr. 40. Die 27. Verbandsversammlung findet vom 17.–19. Oktober 1938 in Wien statt.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. II. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.